

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	1
 I Caractérisation de l'Énergie Noire avec les Supernovae de type Ia L'Expérience LSST	 3
1 Cadre cosmologique	5
1.1 Les équations d'Einstein	6
1.2 Symétries de l'Univers : le principe cosmologique	6
1.2.1 Isotropie de l'Univers	6
1.2.2 Homogénéité de l'Univers	6
1.3 La métrique de Robertson-Walker	8
1.4 Redshift et expansion de l'univers	8
1.5 Les équations de Friedmann	10
1.6 Contenu énergétique de l'univers	11
1.7 L'énergie noire	12
1.7.1 La constante cosmologique	12
1.7.2 Quintessence	13
1.7.3 La back-reaction	13
1.7.4 Mise à jour des équations	14
1.8 Distances cosmologiques	14
1.8.1 Distance angulaire	14
1.8.2 Distance de luminosité	15
1.9 Les sondes cosmologiques	16
1.9.1 Le fond diffus cosmologique	16
1.9.2 Les oscillations acoustiques des baryons	18
1.9.3 Les chandelles standard	19
1.10 Le diagramme de Hubble	19
1.10.1 Un Univers en expansion	19
1.10.2 ... accélérée	20
1.10.3 ... à cause d'une énergie noire dont on ignore la nature.	20
1.10.4 Impact de l'énergie noire sur les distances cosmologiques	21
1.11 Conclusion	22
 2 Les SNe Ia	 27
2.1 Généralités	28
2.1.1 Introduction	28
2.1.2 Zoologie	28
2.2 Spectres des supernovae	30
2.3 Les courbes de lumière	30
2.4 Quelques propriétés empiriques	33
2.4.1 Couleur	33
2.4.2 Amplitude temporelle : le facteur d'étirement	33
2.4.3 Magnitude au maximum	33

2.5	Mécanisme d'explosion	35
2.6	Les progéniteurs	35
2.7	Taux d'explosion	36
2.8	Variabilité et corrélations	37
2.8.1	Amplitude temporelle - luminosité absolue : le brighter-slower	37
2.8.2	Couleur - luminosité absolue : le brighter-bluer	38
2.8.3	Propriétés de la galaxie hôte	38
2.9	Conclusion	40
3	Les grands relevés de SNe Ia et leur analyse	41
3.1	Introduction	42
3.2	Stratégie des "rolling-search"	42
3.3	Méthode de détection des SNe Ia	43
3.4	Spectroscopie des évènements	44
3.4.1	Mesure du redshift	44
3.4.2	Détermination du type de la supernova	45
3.5	Instruments de mesure de flux	47
3.5.1	Les filtres	47
3.5.2	Les CCDs	47
3.6	Photométrie différentielle des SNe Ia	48
3.6.1	Pré-traitement	48
3.6.2	Ajustement photométrique	49
3.6.3	Étalonnage des mesures	50
3.7	Les modèles spectrophotométriques	51
3.7.1	Interpolation des flux restframe	51
3.7.2	Modèles empiriques de courbes de lumière	52
3.7.2.a	SALT2	52
3.7.3	Estimation des distances	54
3.8	Sources d'incertitudes	54
3.8.1	Statistiques	55
3.8.1.a	Bruit de photons et de lecture	55
3.8.1.b	Incertitude sur la vitesse particulière des SNe Ia	55
3.8.1.c	Le lentillage gravitationnel	56
3.8.1.d	Dispersion intrinsèque résiduelle de la magnitude des SNe Ia	56
3.8.2	Systématiques	56
3.8.2.a	Erreurs de modélisation	57
3.8.2.b	Systématiques instrumentales	58
3.8.3	Importance relative des différentes sources d'incertitude	59
4	L'expérience LSST	61
4.1	Les principales composantes du relevé	62
4.1.1	Lentillage gravitationnel faible et amas de galaxies	62
4.1.2	BAO	62
4.1.3	Les SNe Ia	63
4.2	Détails des éléments de l'expérience	64
4.2.1	Le télescope	64

4.2.2	La caméra	65
4.2.3	Les filtres	65
4.2.4	Stratégie de prise de données	66
4.3	Spécificités du relevé SN	66
4.3.1	La composante profonde du relevé	66
4.3.2	Cadence	67
4.3.3	Nombre de SNe Ia et perspectives	68
5	Impact de la calibration sur la cosmologie obtenue à l'aide d'un relevé de SNe Ia de type LSST	71
5.1	Introduction	72
5.2	Simulation d'un relevé représentatif de LSST	73
5.2.1	La cadence d'observation	73
5.2.2	Modèle d'instrument et conditions d'observation	74
5.2.3	Les SNe Ia simulées	75
5.3	Analyse cosmologique du relevé photométrique	76
5.3.1	Présentation d'un modèle simplifié	77
5.3.2	Prise en compte des incertitudes de calibration	81
5.3.3	Structure de la matrice de covariance de calibration	81
5.3.4	Analyse de Fisher	82
5.3.5	Confirmation de la méthode sur JLA	83
5.4	Impact des systématiques sur l'analyse	84
5.4.1	Évaluation des performances	84
5.4.2	Incertitudes choisies pour les paramètres de calibration	84
5.4.3	Comparaison Altsched / Altsched-rolling	85
5.4.4	Allure générale des résultats	85
5.4.5	Incertitudes sur les points zéro	87
5.4.6	Incertitudes sur la longueur d'onde moyenne des filtres	87
5.5	Entraînement et <i>auto-calibration</i>	88
5.6	Conclusion	89
II	Calibration photométrique des SNe Ia	
	L'expérience StarDICE	91
6	L'expérience StarDICE :	
	Contexte scientifique et principe général	93
6.1	Introduction	94
6.2	La calibration de Hayes	94
6.3	La calibration CALSPEC	95
6.3.1	Modèle de transfert radiatif des naines blanches	95
6.3.2	Constitution du réseau de standards astrophysiques	96
6.3.3	Performances et faiblesses	96
6.4	Principe de l'expérience StarDICE	98
6.4.1	Calibration photométrique du NIST	99
6.4.2	Chaine d'intercalibration des standards CALSPECs	101
6.4.3	Résumé du dispositif instrumental	102

6.4.4	Faisceaux de calibration et de science	103
6.4.5	L’Observatoire de Haute-Provence	105
6.5	Autres expériences d’étalonnage instrumental	105
6.5.1	SCALA	106
6.5.2	CBP	108
6.5.3	NIST Stars	108
6.5.4	Comparaison	109
7	Étalonnage du flux lumineux de la source StarDICE	111
7.1	Source lumineuse polychromatique à bas flux	112
7.1.1	Les LEDs	112
7.1.2	Modifications de la source SnDICE2	113
7.1.3	Caractérisation spectrophotométrique des LEDs	114
7.2	Mesures spectrophotométriques	115
7.2.1	Le banc spectrophotométrique du LPNHE	115
7.2.2	Mesure de distances	116
7.2.3	Cartographie du faisceau	117
7.2.4	Mesures de la relation flux-température	118
7.2.5	Les spectres	120
7.3	Modèle spectro-photométrique des LEDs	122
7.3.1	Ajustement des paramètres du spectre	122
7.3.2	Ajustement de la loi de normalisation	123
7.3.3	Résultats	123
7.4	Bilan des incertitudes	124
7.4.1	Bruit des LEDs	125
7.4.2	Incertainitudes du modèle	127
7.4.2.a	Hystérésis	127
7.4.2.b	Transitoires courts	129
7.4.2.c	Transitoires longs	129
7.4.2.d	Dérive	131
7.4.2.e	Bilan	131
7.4.3	Incertainitude primaire	131
7.4.4	Incertainitude sur la longueur d’onde moyenne des spectres	131
7.5	Conclusion et perspectives d’amélioration	132
7.5.1	Amélioration de la standardisation des LEDs	133
7.5.2	Métrologie des spectres à bas flux	139
8	Caractérisation du détecteur	141
8.1	Introduction	142
8.1.1	Setup de la caractérisation de 2016	142
8.1.2	Setup de la caractérisation de 2019	143
8.2	Propriétés de la caméra	144
8.2.1	Biais de l’électronique	145
8.2.2	Bruit de lecture	147
8.2.3	Gain	147
8.2.4	Courant d’obscurité	149

8.2.5	Efficacité quantique	149
8.2.6	Transmission des filtres	152
8.3	Propriétés du télescope	153
8.3.1	Caractéristiques	154
8.3.2	Réflectivité des miroirs	155
8.3.3	Alignement de l'optique	159
8.4	Transmission totale du détecteur	161
9	Analyse des données sur site	163
9.1	Introduction	164
9.2	Description de la prise de données	165
9.2.1	Observations de l'étoile artificielle (LEDs)	166
9.2.2	Observations stellaires	167
9.2.3	Détail des différentes campagnes d'observation	167
9.3	Cartographie de la réponse du CCD	169
9.3.1	Données disponibles	169
9.3.2	Analyse	170
9.3.3	Résultats	173
9.4	Pré-traitement des images	176
9.4.1	Soustraction du biais et du courant d'obscurité	176
9.4.2	Soustraction du fond	176
9.4.3	Catalogues d'images	179
9.5	Étalonnage de l'instrument sur l'étoile artificielle	179
9.5.1	Sélection des données	179
9.5.2	Modèle	180
9.5.3	Résultats	182
9.5.4	Résidus au modèle	187
9.5.5	Discussion des systématiques	187
9.6	Analyse des données stellaires	188
9.6.1	Données disponibles	189
9.6.2	Modèle d'analyse	189
9.6.3	Modélisation de l'atmosphère	190
9.6.4	Premier transfert de calibration	190
9.6.5	Description des résidus	191
9.7	Bilan des incertitudes	194
9.7.1	Longueur d'onde moyenne des LEDs	194
9.7.2	Incertitude sur le modèle d'atmosphère	194
9.7.3	Dispersion du point zéro par nuit	196
9.7.4	Comparaison des images LEDs/CALSPECs	196
9.7.5	Position dans le faisceau	199
9.7.6	Modèle spectrophotométrique des LEDs	200
9.7.7	Calibration de la photodiode du NIST	200
9.7.8	Incertitude sur le terme gris	200
9.8	Conclusion	201
9.9	Perspectives pour le mmag	201
9.9.1	Nouveau détecteur	202

9.9.2	Nouvelle source	202
9.9.3	Nouvelle stratégie de prise de données sur site	203
Conclusion		205
Bibliographie		207

INTRODUCTION

La mise en évidence de l'accélération de l'expansion de l'Univers à la fin des années 1990 par les équipes du Supernova Cosmology Project et du High-Z Supernova Search Team a bouleversé l'idée selon laquelle la dynamique de l'Univers était entièrement dictée par la matière gravitante. L'explication de cette accélération est généralement portée par l'introduction d'une nouvelle composante au fluide Universel : l'Énergie Noire. De nombreux modèles théoriques différents tentent d'expliquer cette nouvelle énergie dont on ne sait pratiquement rien, chacun prédisant une énergie noire ayant ses spécificités propres.

La discrimination entre les différents modèles d'énergie noire motive des expériences de grande échelle, produisant des relevés d'objets astronomiques sur de grandes distances, afin de mesurer l'histoire du taux d'expansion de l'Univers. Dans ce cadre l'étude de la relation entre la distance et le décalage vers le rouge des supernovae de type Ia (SNe Ia), sonde historique de la première mesure de l'accélération de l'expansion de l'Univers, permet à ce jour de poser les contraintes les plus strictes sur la nature de l'énergie noire, grâce à la très bonne reproductibilité du flux de ces dernières ainsi que leur très forte luminosité. Nous mesurons ainsi l'évolution de la dynamique de l'Univers de nos jours jusqu'à plusieurs milliards d'années dans le passé.

Les résultats de l'analyse de la dernière génération de relevés de SNe Ia a permis une caractérisation de l'énergie noire, à travers le paramètre w de son équation d'état, à une précision de 6%. Ils n'ont en revanche pas été en mesure de détecter une éventuelle variation de ce paramètre avec le temps, caractéristique de certains modèles d'énergie noire. À l'heure actuelle, l'incertitude associée à l'analyse des relevés de SNe Ia est dominée à parts égales par le nombre de SNe Ia présentes dans ces relevés (incertitude statistique) et par les incertitudes systématiques, dont la calibration photométrique primaire des mesures de flux astrophysiques représente la majeure partie.

Les prochaines générations de relevés de SNe Ia, dont notamment le Large Synoptic Survey Telescope (LSST) vont multiplier par un facteur 10 au minimum la statistique disponible, en procédant à des relevés automatisés et profonds de la totalité du ciel accessible dans plusieurs bandes spectrales, mené à une cadence d'observation élevée.

Le premier objectif de cette thèse a été de déterminer de façon réaliste le niveau de précision de calibration nécessaire pour exploiter la statistique du relevé LSST. Pour cela nous avons simulé un lot de données typique de ce que sera en mesure de fournir le relevé de SNe Ia LSST, puis nous procédons à une analyse cosmologique de ce lot de données en faisant varier la précision à laquelle la calibration des différents paramètres des bandes passantes de LSST est connue. Cette étude a la particularité de ne pas supposer que le modèle spectrophotométrique des SNe Ia est connu parfaitement *a priori*, mais qu'il doit au contraire être caractérisé en même temps que les paramètres cosmologiques. Nous évaluons ainsi fidèlement l'impact des incertitudes de calibration sur la précision avec laquelle est caractérisée l'énergie noire.

Nous faisons ensuite un résumé de l'histoire et de l'état de l'art de la calibration photométrique des flux astrophysiques, portée par des modèles de transfert radiatif dans l'atmosphère de naines blanches pure-hydrogène. Cette méthode a montré sa valeur, avec une calibration photométrique d'une précision inférieure au pourcent dans le domaine visible. Mais une telle précision est encore insuffisante pour la statistique apportée par les relevés de SNe Ia de prochaine génération, et améliorer la précision de ces modèles semble difficile, principalement

parce que les naines blanches, bien que simples en comparaison d'autres objets célestes, restent complexes. Ainsi, de nouveaux projets de calibration photométrique voient le jour, ayant pour stratégie de transférer la calibration photométrique obtenue en laboratoire, à une précision de 0.02%, vers les standards de flux astrophysique, afin de "*corriger*" le spectre de ces standards.

La deuxième partie de cette thèse s'inscrit dans le cadre de la preuve de concept et des premiers résultats de l'une de ces expériences de transfert de calibration : l'expérience StarDICE. Cette dernière propose la réalisation d'une étoile artificielle étalonnée, utilisant des LEDs à spectre étroit comme source lumineuse stable. Le transfert s'effectue en mesurant le flux des LEDs avec un détecteur comportant un télescope et une caméra, situé à une distance suffisante pour que la taille apparente des LEDs soit inférieure au pixel. Les LEDs apparaissent ainsi comme des sources ponctuelles, et sont réparties dans différentes bandes spectrales. Ce même détecteur est ensuite utilisé pour mesurer le flux d'étoiles standard du réseau de calibration de flux astrophysiques. Le rapport entre ces flux permet de corriger le spectre des standards par autant de facteurs large bande qu'il y a de LEDs dans le dispositif. Cette thèse présente un test complet du concept proposé, effectué dans le cadre du groupe de travail sur la calibration photométrique (PCWG) de la Dark Energy Science Collaboration (DESC). Ceci, pour démontrer la faisabilité du transfert et mettre en évidence les points à améliorer et la manière de les adresser pour atteindre un transfert de calibration à la précision requise. Ce transfert est décomposé en plusieurs étapes, ayant chacune leur propre lot de données et leur analyse associée.

Nous utilisons dans un premier temps un détecteur calibré par le National Institute of Standards and Technology (NIST) pour établir le modèle spectrophotométrique de LEDs ainsi que pour étudier leur stabilité. Pour que le flux des LEDs sur site soit du même ordre de grandeur que celui des standards astrophysiques visés, ce dernier doit être de l'ordre de $10^{-17}\text{W}/\text{cm}^2$. C'est dans cet état de fait que réside la principale difficulté de cette étape, car le flux des LEDs doit être 7 ordres de grandeur plus faible que le flux habituel des standards de calibration de laboratoire.

L'étape suivante consiste à caractériser le détecteur utilisé sur site, en produisant notamment la courbe de transmission de ce détecteur afin de pouvoir interpoler entre les rapports fournis par les LEDs. Nous mesurons en particulier le gain de l'électronique de lecture du CCD, sa courbe d'efficacité quantique, ainsi que la transmission de ses filtres. De plus, nous mesurons la réflectivité des miroirs du télescope, pour être finalement capables de transférer la mesure d'un flux dans notre caméra, donné en unités numériques vers un flux en photons par seconde et par centimètre carré.

Enfin, nous présentons la prise de données sur site, composée d'images des LEDs situées à une centaine de mètres du détecteur et d'images des étoiles standard de calibration des flux astrophysiques. La mesure des LEDs permet dans un premier temps de corriger la courbe de transmission du détecteur dans chaque bande spectrale, cette correction permet ensuite d'effectuer une mesure calibrée du flux des standards astrophysiques. Cette preuve de concept a pour but premier de comparer la calibration obtenue avec les LEDs à celle des standards astrophysiques, afin de nous assurer de la consistance de l'ensemble de la chaîne de calibration. Nous présentons finalement les perspectives pour atteindre une précision suffisante à chacune des étapes ci-dessus pour effectuer le transfert final de la calibration des standards de laboratoire vers les standards astrophysiques.

Partie I

CARAC-
TÉRISATION DE L'ÉNERGIE NOIRE
AVEC LES SUPERNOVAE DE TYPE IA

L'EXPÉRIENCE LSST

CADRE COSMOLOGIQUE

Sommaire

1.1	Les équations d'Einstein	6
1.2	Symétries de l'Univers : le principe cosmologique	6
1.2.1	Isotropie de l'Univers	6
1.2.2	Homogénéité de l'Univers	6
1.3	La métrique de Robertson-Walker	8
1.4	Redshift et expansion de l'univers	8
1.5	Les équations de Friedmann	10
1.6	Contenu énergétique de l'univers	11
1.7	L'énergie noire	12
1.7.1	La constante cosmologique	12
1.7.2	Quintessence	13
1.7.3	La back-reaction	13
1.7.4	Mise à jour des équations	14
1.8	Distances cosmologiques	14
1.8.1	Distance angulaire	14
1.8.2	Distance de luminosité	15
1.9	Les sondes cosmologiques	16
1.9.1	Le fond diffus cosmologique	16
1.9.2	Les oscillations acoustiques des baryons	18
1.9.3	Les chandelles standard	19
1.10	Le diagramme de Hubble	19
1.10.1	Un Univers en expansion	19
1.10.2	... accélérée	20
1.10.3	... à cause d'une énergie noire dont on ignore la nature.	20
1.10.4	Impact de l'énergie noire sur les distances cosmologiques	21
1.11	Conclusion	22

1.1 Les équations d'Einstein

L'étude de l'histoire et de la composition de l'Univers dans son ensemble s'effectue dans le cadre de la relativité générale. Dans ce cadre, les équations d'Einstein permettent de relier la géométrie de l'espace-temps - explicitée par un tenseur métrique $g_{\mu\nu}$, $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci et R sa trace - à un contenu énergétique, explicité par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$, à travers la relation suivante :

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

où G est la constante universelle de la gravitation. La résolution de cette équation différentielle constitue la base théorique de la cosmologie moderne.

1.2 Symétries de l'Univers : le principe cosmologique

La résolution des équations d'Einstein est facilitée par l'hypothèse de l'isotropie et l'homogénéité de l'Univers aux grandes échelles, permettant contraindre la forme de la métrique $g_{\mu\nu}$. Nous allons montrer dans la suite en quoi ces hypothèses géométriques constituent une bonne approximation d'après les observations.

1.2.1 Isotropie de l'Univers

En observant le fond diffus cosmologique, l'expérience COBE ([SMOOT et al., 1992](#)), ainsi que WMAP ([BENNETT et al., 2003](#)) ont permis de montrer que les variations relatives de température du rayonnement de corps noir de ce dernier étaient de l'ordre de 10^{-5} . La figure [1.1](#) montre la carte la plus précise de ces variations à ce jour, résultat de la dernière grande expérience d'étude du fond diffus cosmologique, Planck ([PLANCK COLLABORATION, 2015](#)). Ces résultats démontrent une excellente isotropie de l'Univers aux grandes échelles.

1.2.2 Homogénéité de l'Univers

Aux petites échelles, l'Univers n'est évidemment pas homogène, les fluctuations de densité dans le système solaire ou dans la galaxie nous le prouve. Or dans le cadre de cette thèse, portant sur les composants principaux de l'Univers dictant sa dynamique générale, ce sont les grandes échelles qui nous intéressent.

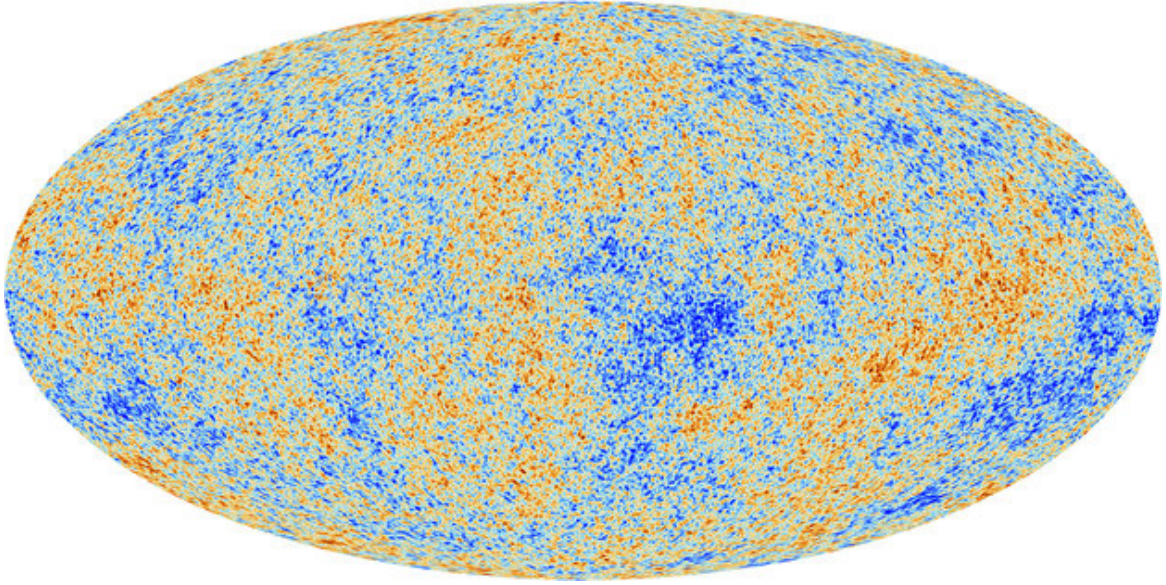


Figure 1.1 – Carte des anisotropies de température du rayonnement de corps noir du fond diffus cosmologique tel que mesuré par Planck. Ces fluctuations sont de l'ordre de quelques dizaines de μK pour un fond moyen de 2.73 K.

Les grands relevés de galaxies tels que le Sloan Digital Sky Survey (SDSS) ont permis de sonder l'espace en 3 dimensions à des échelles supérieures à 100Mpc^1 (figure 1.2). Ces relevés ont montré que les galaxies étaient réparties de manière aléatoire aux grandes échelles (Hogg et al., 2005). Le "*principe cosmologique*" émis par Einstein, puis Friedmann et Lemaître,

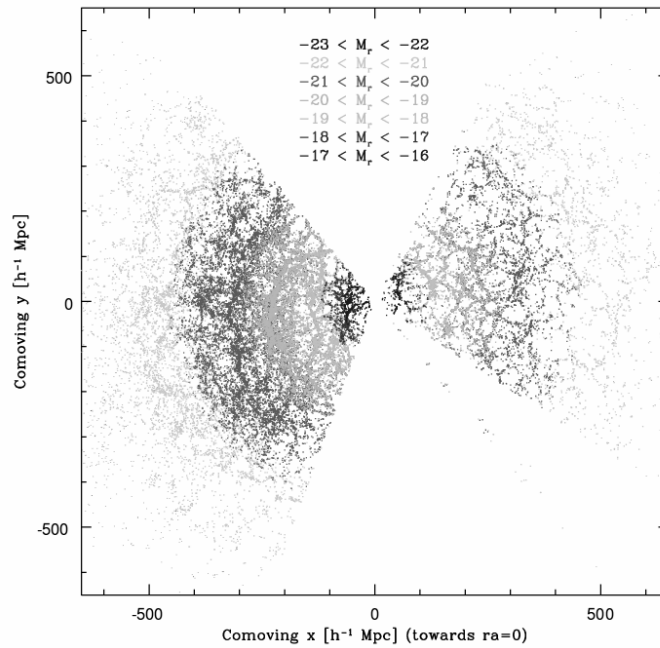


Figure 1.2 – Distribution des galaxies observées par SDSS dans un cône de 5° (TEGMARK et al. (2004)).

¹ 1 parsec \approx 3.26 années-lumières

selon lequel il n'existe pas d'observateur privilégié dans l'Univers, et qu'il est donc homogène, ainsi que son isotropie semblent être confirmées par les observations des dernières décénies.

1.3 La métrique de Robertson-Walker

En partant des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie, P. Robertson et A.G. Walker ont introduit la métrique correspondant à une telle géométrie. Cette métrique s'écrit en coordonnées polaires de la manière suivante ([S. WEINBERG, 1972](#)) :

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

où $R(t)$ est un facteur d'échelle reliant les coordonnées des objets à leur distance physique et décrivant l'expansion de l'Univers. k est le paramètre de courbure de l'espace, pouvant prendre trois valeurs, $(-1, 0, 1)$, associées à une géométrie globale possible de l'univers, respectivement ouvert, plat et fermé.

En introduisant le changement de variable suivant :

$$r = S_k(\chi) \quad (1.3)$$

avec $S_{-1}(\chi) = \sin(\chi)$, $S_0(\chi) = \chi$ et $S_1(\chi) = \sinh(\chi)$, on a :

$$d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}. \quad (1.4)$$

La métrique [1.2](#) peut être réécrite sous la forme :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[d\chi^2 + S_k^2(\chi)(d\theta + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right] \quad (1.5)$$

Un objet possédant des coordonnées (χ, θ, ϕ) constantes est appelé comobile, il est immobile si l'on ne compte pas l'effet d'expansion générale encodée par le facteur $R(t)$, on dira ainsi qu'un objet pour lequel $\partial\chi/\partial t \neq 0$ possède une vitesse particulière par rapport à l'expansion globale. Les deux seules inconnues de [1.5](#) sont donc $R(t)$ et k .

1.4 Redshift et expansion de l'univers

Le décalage vers le rouge (ou redshift) correspond à un déplacement de la longueur d'onde d'un rayonnement vers une longueur d'onde plus grande, et donc un rayonnement plus rouge. Cet effet se produit pour une source qui s'éloigne de l'observateur, comme dans le cas de l'effet Doppler-Fizeau. Ainsi, si une source émettant un rayonnement de longueur d'onde

λ_e s'éloigne de l'observateur à une vitesse v , alors la longueur d'onde qui sera mesurée par l'observateur sera :

$$\lambda_r = \left(1 + \frac{v}{c}\right) \lambda_e \quad (1.6)$$

Dans ce cas, on appelle "redshift" le facteur z tel que :

$$z = \frac{v}{c} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} - 1. \quad (1.7)$$

Le redshift nous permet donc, en mesurant λ_r et en connaissant λ_e , de déterminer à quelle vitesse une source s'éloigne de nous.

Dans le cadre de la cosmologie, on peut appliquer la métrique 1.5 au cas d'un photon émis à un temps t_e et reçu par l'observateur à un temps t_r , à $r = 0$. La distance parcourue par ce photon le long de cette géodésique est donné par $ds^2 = 0$, on a donc :

$$R(t)d\chi = cdt. \quad (1.8)$$

En intégrant cette équation on a :

$$\chi_r - \chi_e = c \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{R(t)} \quad (1.9)$$

Or, si on prend pour ces mêmes sources, la crête suivante de l'onde émise à $t_e + \lambda_e/c$ et reçue à $t_r + \lambda_r/c$, où λ_e et λ_r sont supposées différentes, la source et l'observateur n'ayant pas changé de coordonnées χ_e et χ_r respectivement, on a donc aussi :

$$\chi_r - \chi_e = c \int_{t_e + \lambda_e/c}^{t_r + \lambda_r/c} \frac{dt}{R(t)} \quad (1.10)$$

Pour des temps de l'ordre de la période d'une onde électromagnétique dans le visible ($\sim 10^{-15}s$), on peut sans trop de risque considérer que le facteur d'échelle R n'a pas varié, on a donc :

$$\int_{t_e + \lambda_e/c}^{t_r + \lambda_r/c} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{R(t)} + \frac{\lambda_r/c}{R(t_r)} - \frac{\lambda_e/c}{R(t_e)}. \quad (1.11)$$

Or, les termes de gauche des équations 1.9 et 1.10 sont identiques, ce qui implique que :

$$\int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_e}^{t_r} \frac{dt}{R(t)} + \frac{\lambda_r/c}{R(t_r)} - \frac{\lambda_e/c}{R(t_e)} \quad (1.12)$$

et donc que :

$$\frac{R(t_e)}{R(t_r)} = \frac{\lambda_e}{\lambda_r} \quad (1.13)$$

Ainsi on a :

$$z = \frac{R(t_r)}{R(t_e)} - 1 \quad (1.14)$$

En introduisant le facteur d'échelle sans dimension a tel que $a(t) \equiv R(t)/R_0$ où R_0 est la valeur du facteur d'échelle aujourd'hui, et si on considère un observateur actuel sur la Terre ($t_r = 0$), on a :

$$a(t_e) = \frac{1}{1+z} \quad (1.15)$$

On peut donc directement relier le redshift d'une source observée sur Terre au facteur d'échelle de cette source à l'époque de l'émission du signal. Le redshift est donc un outil d'étude de l'expansion de l'univers.

En 1927, Lemaître a montré à partir des équations d'Einstein que la vitesse d'éloignement est proportionnelle à la distance entre deux objets. De plus, dans [LEMAÎTRE \(1927\)](#), en corrélant la distance de galaxies (inférées via leur luminosité), et leur vitesse d'éloignement par rapport à la Terre, il émis l'hypothèse que cette proportionnalité pouvait bien être réelle. En 1929, c'est Hubble qui, suivant le même raisonnement, [HUBBLE \(1929\)](#) a mis en évidence l'expansion de l'Univers à travers la loi qui porte son nom :

$$v_{\text{gal}} = D_{\text{gal}} H_0 \quad (1.16)$$

où v_{gal} et D_{gal} sont respectivement la vitesse d'éloignement d'une galaxie et sa distance, avec H_0 la "constante de Hubble". Cette constante est à mettre en relation avec son équivalent général, le taux d'expansion de l'univers :

$$H(t) = \frac{\dot{R}}{R} \quad (1.17)$$

dont H_0 est la valeur à $t = 0$, c'est-à-dire aujourd'hui.

En pratique, la mesure du redshift d'un objet se fait par spectroscopie, en comparant la longueur d'onde mesurée de certaines raies que l'on sait présentes dans le type d'objets considérés, et de la comparer à sa valeur mesurée en laboratoire.

1.5 Les équations de Friedmann

On a vu dans [1.1](#) que le contenu énergétique de l'Univers dicte sa dynamique. En supposant l'Univers constitué d'un mélange de fluides parfaits, en utilisant la métrique de Robertson-Walker et les équations d'Einstein, Friedmann a montré que la résolution de l'équation d'Einstein conduisait à deux équations différentielles pour $R(t)$ ([FRIEDMANN, 1924](#)) :

$$H^2(t) \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{R^2(t)} \quad (1.18)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) \quad (1.19)$$

où H est le taux d'expansion, ρ est la densité et p la pression du fluide.

On dérivant temporellement [1.18](#) on obtient :

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{4\pi G}{3} \frac{\dot{\rho}}{H} + \frac{8\pi G}{3} \rho \quad (1.20)$$

Si on compare maintenant le terme de droite de cette équation à celui de l'équation 1.19, on obtient l'équation de conservation de l'énergie du fluide de Friedmann :

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + \frac{p}{c^2}) \quad (1.21)$$

On peut décomposer le fluide universel en différentes composantes qui n'ont pas le même comportement, caractérisé par leur équation d'état, qui pour un fluide i est de la forme $p_i = w_i \times c^2 \rho_i$, où w_i est le paramètre d'état du fluide. Dans cette situation, et si on considère le paramètre w_i constant, on peut montrer en intégrant 1.21 que :

$$\rho_i(t) = \rho_{i,0} \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{-3(1+w_i)} \quad (1.22)$$

avec $\rho_{i,0}$ et R_0 respectivement la densité du fluide i et le facteur d'échelle aujourd'hui, ce qui implique que si l'on connaît les densités d'énergie des différents composants de l'Univers à un moment donné, on est capable de résoudre 1.18 pour $R(t)$.

1.6 Contenu énergétique de l'univers

La connaissance des différents contenus de l'Univers permet de déduire l'histoire de son expansion. On peut citer dans un premier temps la matière non-relativiste - que l'on désigne via l'indice M - et le rayonnement, que l'on désigne par l'indice R . Dans le cas de la matière non-relativiste, sa pression p_M est négligeable, on a donc $w_M = 0$. Pour ce qui est du rayonnement, la densité de photons diminue linéairement avec le volume mais l'énergie individuelle d'un photon diminue en plus avec l'expansion via le redshift qui augmente sa longueur d'onde, faisant que la densité d'énergie de rayonnement évolue avec le facteur d'échelle à la puissance 4, donnant $w_R = \frac{1}{3}$.

Pour simplifier les équations, on introduit la densité critique ρ_c , définie comme la densité d'énergie pour laquelle $k = 0$ à $t = 0$:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}. \quad (1.23)$$

On peut donc exprimer les densités d'énergie des différents composants de l'Univers en unités de densité critique, de sorte que $\Omega_i = \rho_i / \rho_c$. De cette manière l'équation 1.18 se simplifie à $t = 0$ en :

$$1 = \Omega_M + \Omega_R + \Omega_k \quad (1.24)$$

avec :

$$\Omega_k \equiv -\frac{kc^2}{R_0^2 H_0^2}. \quad (1.25)$$

Si l'on exprime maintenant l'équation 1.18 en unités de densité critique, en utilisant 1.22, et en se rappelant que $R(t)/R_0 = 1/(1+z)$ on a :

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4 + \Omega_k(1+z)^2 \quad (1.26)$$

1.7 L'énergie noire

Comme nous le verrons dans la section 1.10, un modèle d'Univers ne contenant que de la matière et du rayonnement échoue à s'ajuster sur les données observées. En effet l'introduction d'un dernier composant de l'Univers est nécessaire pour expliquer l'observation de l'accélération de l'expansion de l'univers. Le manque d'information à son sujet lui attribue le nom d'*énergie sombre* ou *énergie noire*. Depuis son introduction (et même avant), plusieurs modèles ont été développés pour décrire cette fameuse énergie noire et son impact sur l'expansion de l'univers. On peut citer parmi eux la *constante cosmologique* ainsi que d'autres modèles décrivant l'énergie noire comme une composante à part entière du contenu énergétique universel.

1.7.1 La constante cosmologique

À l'origine de la relativité générale, un terme Λ a été introduit aux équation d'Einstein. L'équation 1.1 devient ainsi :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}(R - \Lambda) = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.27)$$

Cette constante cosmologique a été introduite par Einstein pour expliquer le fait que l'Univers paraissait statique à son époque. Elle a été abandonnée après la découverte de l'expansion de l'univers, bien qu'un tel terme aie quand même sa place dans les équations d'Einstein, représentant la contribution de l'énergie du vide. Le "problème de la constante cosmologique" (voir S. WEINBERG (1989)) est que la densité d'énergie du vide telle que prévue par la physique des particules est au moins 10^{60} fois supérieure à la valeur déduite des observations astronomiques. Mais si l'on passe sur cette question en supposant que c'est bien l'énergie du vide qui est en jeu, mais à une contribution dont la faiblesse reste encore à expliquer, alors sa densité d'énergie associée est constante avec l'expansion de l'univers, on peut donc lui associer un paramètre d'état $w_\Lambda = -1$, ce qui donne $\rho_\Lambda = -p_\Lambda/c^2 = \Lambda/8\pi G$. Comme la densité de matière est diluée avec l'expansion, la proportion correspondant à la constante cosmologique (Ω_Λ) ne fait qu'augmenter. Mais avec cette considération vient le "problème de coïncidence". En effet, au vu des évolutions respectives des densités de matière standard et de constante cosmologique avec le temps, il est curieux que nous les observions à une époque où elles sont du même ordre de grandeur. Le modèle de concordance Λ CDM suppose que

l'énergie noire est en effet la constante cosmologique, et que c'est elle et la matière noire non-relativiste qui sont les principaux composants de l'univers.

1.7.2 Quintessence

Parmi les hypothèses d'énergie noire comme un nouveau fluide, on peut citer la quintessence (introduite sous ce nom par CALDWELL et al. (1998)). Il s'agit d'un champ scalaire ayant une évolution très lente vers son état fondamental. Un tel champ de potentiel $V(\phi)$ obéit à l'équation de Klein-Gordon suivante :

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0 \quad (1.28)$$

On peut écrire la densité d'un tel champ $\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)$, et sa pression $p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)$. Dans ces conditions, le paramètre de son équation d'état s'écrit :

$$w_\phi = \frac{p_\phi}{\rho_\phi} = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)} \quad (1.29)$$

On peut ainsi voir que w_ϕ peut varier entre -1 et 1. Dans l'hypothèse où le champ varie lentement à l'époque tardive de l'univers, on aurait $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$ et donc $w_\phi \approx -1$. Ainsi la quintessence aurait le comportement d'une constante cosmologique. Le moyen d'aller dans le sens de cette hypothèse serait de déceler une éventuelle variation du paramètre d'état de l'énergie noire avec le temps.

1.7.3 La back-reaction

Comme on l'a vu dans la section 1.2.2, la dérivation des équations de Friedmann est faite dans le cadre d'un Univers homogène aux grandes échelles. Une explication possible de l'accélération de l'expansion de l'Univers résiderait dans un écart à cette hypothèse. Certains modèles (e.g. (MARRA, KOLB et MATARRESE, 2008)) ajoutent des vides sphériques dans un Univers avec une densité de matière homogène, l'Univers prend ainsi l'apparence d'un *emmental*². Plus généralement l'hypothèse de la back-reaction est très étudiée car elle permettrait d'expliquer l'accélération de l'expansion de l'Univers sans ajouter de nouvelle physique, mais ne permettent pas pour le moment d'expliquer la phénoménologie du modèle Λ CDM, favorisé par les mesures récentes, sans l'ajout d'énergie noire.

²Le terme original est "*Swiss-cheese*", j'ai pris la liberté de cette traduction, le patrimoine fromager suisse ne pouvant être limité aux seuls fromages à trous, dont je suis obligé de rappeler que le gruyère ne fait pas partie (contrairement à son homonyme français, qui, par la force des choses, n'est pas suisse).

1.7.4 Mise à jour des équations

Dans l'incertitude sur sa nature, on paramétrise usuellement l'énergie noire comme un fluide de paramètre d'état $w_X \equiv w_0 + w_a(1-a) = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$ pour tenir compte d'une éventuelle variation du paramètre d'état de l'énergie noire dans le temps, et de densité réduite Ω_X . Dans ces conditions,

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_X(1+z)^{3(1+w_0+w_a)} \times e^{-3w_a \frac{z}{1+z}} \quad (1.30)$$

Aussi, dans le cadre du modèle Λ CDM, $X = \Lambda$, $w_0 = -1$ et $w_a = 0$, ce qui donne :

$$\frac{H^2(z)}{H_0^2} = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^4 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \quad (1.31)$$

1.8 Distances cosmologiques

L'observable essentielle pour étudier l'expansion de l'Univers est la relation entre la distance et le redshift des objets qui le composent. Nous allons montrer dans cette section les différentes distances pouvant être mesurée en cosmologie ainsi que la manière de les lier au contenu énergétique de l'univers.

1.8.1 Distance angulaire

La manière la plus intuitive d'évaluer une distance, connaissant la taille d'un objet lointain, est la distance angulaire. D'après la métrique 1.2, la taille d'un objet situé à une distance comobile χ , à un temps t , et possédant un angle apparent $\Delta\theta$ possède une taille :

$$D = R(t)S_k(\chi)\Delta\theta \quad (1.32)$$

or la distance angulaire d'un objet d'angle apparent $\Delta\theta$ est définie telle que :

$$d_A = \frac{D}{\Delta\theta}. \quad (1.33)$$

On a donc :

$$d_A = R(t)S_k(\chi). \quad (1.34)$$

On peut également réexprimer cette quantité en effectuant le changement de variable $k \rightarrow -\frac{R_0^2 H_0^2 \Omega_k}{c^2}$, motivé par l'équation 1.25, ce qui donne :

$$S_k(\chi) = \frac{c}{R_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\frac{R_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} \chi \right). \quad (1.35)$$

De plus nous pouvons expliciter χ en termes de quantités présentes dans les équations de Friedmann. En utilisant le facteur d'échelle sans dimension $a(t)$ on a pour un photon émis à t et reçu à t_0 :

$$\chi = \frac{c}{R_0} \int_t^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (1.36)$$

En effectuant un changement de variable de t vers a on a :

$$\chi = \frac{c}{R_0} \int_a^1 \frac{da}{\dot{a}a} \quad (1.37)$$

puis, en réintroduisant le facteur de Hubble $H = \frac{\dot{a}}{a}$ on a :

$$\chi = \frac{c}{R_0} \int_a^1 \frac{da'}{H a'^2} \quad (1.38)$$

z étant, comme nous l'avons vu, une observable directe, on préférera exprimer χ en fonction du redshift, on effectue donc le changement de variable de a vers z et on a :

$$\chi = \frac{c}{R_0} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (1.39)$$

Finalement, en introduisant 1.39 dans 1.35, et le tout dans 1.34, et en se souvenant que $R(t)/R_0 = 1/(1+z)$ on a :

$$d_A(z) = \frac{1}{1+z} \frac{c}{R_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')/H_0} \right) \quad (1.40)$$

1.8.2 Distance de luminosité

On peut également estimer la distance d'un objet de luminosité \mathcal{L} à un redshift z propre via la mesure du flux surfacique reçu par l'observateur. En utilisant le même changement de variable que dans 1.35, on voit que la surface S d'une sphère dont le centre se situe à une distance comobile χ de l'observateur (t_0) dans la métrique de Robertson-Walker s'écrit :

$$S = 4\pi R_0^2 \frac{c^2}{R_0^2 H_0^2 \Omega_k} S_k \left(\frac{R_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} \chi \right). \quad (1.41)$$

Un photon émis à t à une énergie hc/λ_e , il sera reçu par l'observateur (t_0) à une énergie $hc/\lambda_r = hc/(\lambda_e \times (1+z))$. De plus, les photons émis dans un interval de temps δt_e seront

reçu dans un interval de temps dilaté $\delta t_e \times (1+z)$. Ainsi, la luminosité propre de l'objet dans le référentiel de l'observateur \mathcal{L}' est telle que :

$$\mathcal{L}' = \frac{\mathcal{L}}{(1+z)^2}. \quad (1.42)$$

Sachant que le flux surfacique reçu par un observateur est telle que $f = \mathcal{L}'/S$ on a :

$$f = \frac{\mathcal{L}}{4\pi \frac{c^2}{H_0^2 \Omega_k} S_k \left(\frac{R_0 H_0 \sqrt{|\Omega_k|}}{c} \chi \right)} \times \frac{1}{(1+z)^2}. \quad (1.43)$$

Or la relation qui relie le flux à la distance de luminosité d_L est :

$$d_L^2 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi f} \quad (1.44)$$

On a donc, en remplaçant χ par sa relation explicitée dans 1.39 :

$$d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0 \sqrt{|\Omega_k|}} S_k \left(\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^{z'} \frac{dz'}{H(z')/H_0} \right) \quad (1.45)$$

On peut également remarquer que $d_L(z) = (1+z)^2 d_A(z)$.

Finalement, on voit grâce à 1.30 que les deux observables que sont le redshift z et la distance de luminosité d_L permettent de contraindre les densités des différents fluides de l'univers.

1.9 Les sondes cosmologiques

1.9.1 Le fond diffus cosmologique

Dans les premières centaines de milliers d'années de son existence, l'Univers était un plasma opaque, dans lequel les photons sont en permanence diffusés par les protons et les électrons libres. Avec l'expansion, l'Univers s'est refroidi, jusqu'à ce que sa température ne soient plus suffisante pour empêcher la recombinaison des protons et des électrons pour former les atomes d'hydrogène, à $T \sim 3000K$. À partir de ce moment, les photons n'interagissent plus avec la matière, devenue principalement neutre, et peuvent se déplacer librement. Ce rayonnement fossile est la plus vieille image de l'Univers (dans le domaine électromagnétique) et possède les caractéristiques d'un corps noir. On l'appelle également le fond diffus cosmologique (CMB). Le rayonnement est aujourd'hui observé à une température de 2.7260 ± 0.0013 K (FIXSEN, 2009), car les photons ont perdu leur énergie linéairement avec le facteur d'échelle, situant le fond diffus cosmologique à $z \sim 1089$.

Outre son isotropie observée à 10^{-5} , justifiant l'utilisation de la métrique de Robertson-Walker (1.3), l'étude de ses anisotropies permet d'obtenir des informations sur les différents paramètres cosmologiques. Ces anisotropies sont en effet dues à des différences de densité dans le plasma primordial, formant des ondes acoustiques, dont la propagation mène à des anisotropies ayant des tailles angulaires caractéristiques. Ces dernières sont obtenues grâce à de grands relevés dans l'infrarouge comme COBE, WMAP ou encore Planck, qui produisent typiquement leur spectre de puissance (voir Figure 1.3 pour celui obtenu avec les données de [PLANCK COLLABORATION \(2015\)](#)).

En connaissant la distance nous séparant du fond diffus cosmologique (via H_0), ainsi que la taille de l'horizon à l'époque de la recombinaison (dépendant de la pression et de la densité du plasma primordial), la position du premier pic du spectre de puissance, correspondant à l'échelle angulaire la plus grande, nous donne la taille angulaire de ces perturbations, ce qui permet d'obtenir la valeur de Ω_k . La mesure des pics suivants permettent d'obtenir les densités de matière baryonique et de matière noire, l'amplitude des oscillations diminuant par exemple quand la densité de baryons diminue ou que la densité de matière noire augmente. Enfin, expériences actuelles et futures mesurant le fond diffus cosmologique ont comme principale mission l'étude de la polarisation de la lumière émise par le CMB, et en particulier les modes B (champ de polarisation de divergence nulle). Ces modes B ne peuvent pas être produits par des perturbations scalaires standard, et ont deux principales sources : le lentillage gravitationnel et l'inflation cosmique. Leur étude permet donc de contraindre la distribution de matière jusqu'à $z = 1089$ mais aussi, si les modes B de l'inflation venaient à être détectés, apporter une preuve de la théorie de cette dernière.

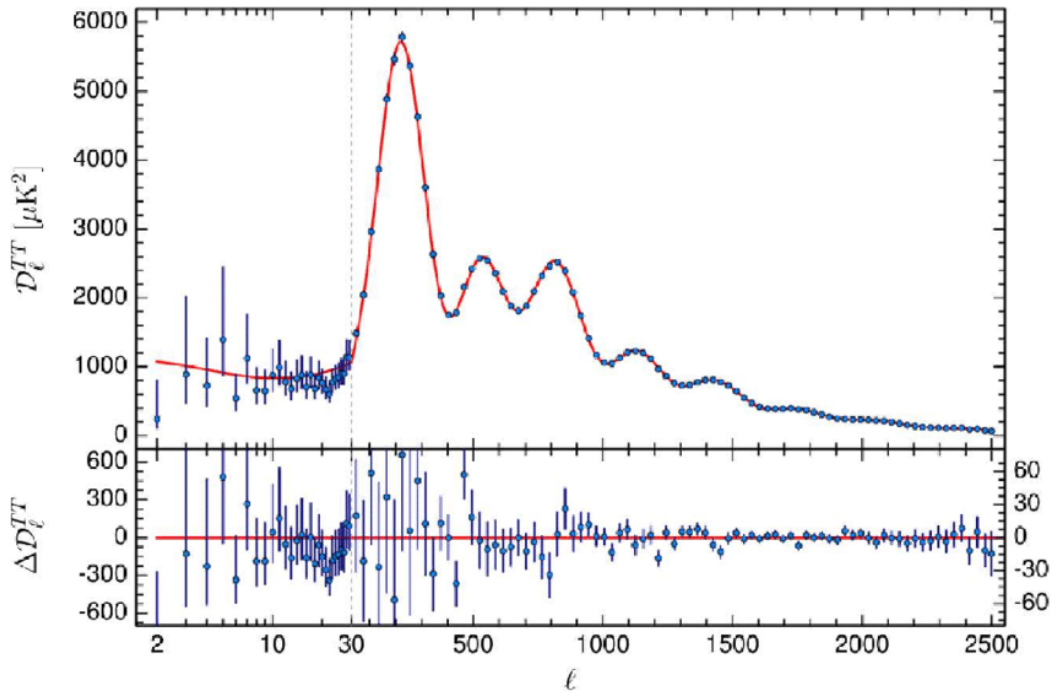


Figure 1.3 – Spectre de puissance des anisotropies en température issu de [PLANCK COLLABORATION \(2015\)](#). L'axe des abscisses représente le moment angulaire, un petit l correspond à de grandes échelles angulaires et inversement.

1.9.2 Les oscillations acoustiques des baryons

Dans le plasma primordial, les densités de baryons et de photons suivaient la même distribution dans l'espace, les sur-densités étant propagées par l'onde acoustique (BAO) qui résultait de la pression radiative des photons et du puit de potentiel gravitationnel produit par la matière noire restée à l'origine de la sur-densité (la matière noire n'étant pas couplée avec les photons). Au moment du découplage, cette corrélation entre photons et baryons s'arrête, les photons sont libres de se propager à la vitesse de la lumière tandis que le profil de densité de la matière baryonique se fige avec un pic à une distance du centre de la perturbation équivalente à la distance parcourue par le front d'onde acoustique jusqu'au découplage. On peut donc déduire qu'il existe dans la répartition des populations de galaxies une distance privilégiée.

Dans les faits on observe cette distance privilégiée en effectuant des relevés spectroscopiques de galaxies, comme c'est le cas pour l'expérience BOSS (DAWSON et al., 2013), mesurant leur redshift et leur position angulaire dans le ciel. En supposant une cosmologie fiducielle on peut tracer la fonction de corrélation à deux points des distances transverses (r_{\parallel}) et radiales (r_{\perp}) séparant les galaxies du catalogue. On observe ainsi un excès de corrélation de $\sim 2\%$ à une distance (r_{\parallel}, r_{\perp}) de $107h^{-1}\text{Mpc}^3$. De plus, sachant que $r_{\parallel} = \frac{c\Delta z}{H(\bar{z})}$ et que $r_{\perp} = (1+z)d_A(\bar{z}) \times \theta$ une cosmologie peut être ajustée aux données, permettant de sonder l'évolution de la distance angulaire et du facteur de Hubble avec le redshift et ainsi de contraindre les paramètres cosmologiques.

Ces contraintes sont limitées à bas redshift ($z < 0.5$) par deux facteurs : premièrement le redshift mesuré des galaxies est une combinaison du redshift cosmologique tel qu'il a été défini dans la section 1.4 et du redshift issu de l'effet Doppler dû aux vitesses particulières des galaxies, qui est à priori inconnu. En supposant que les vitesses particulières des galaxies restent constantes en moyenne avec le temps, leur contamination augmente pendant que le redshift diminue. Le deuxième facteur limitant à faible z est que l'on mesure les coordonnées des galaxies contenues dans un volume fini de l'Univers, centré sur la Terre. La distribution ainsi observée est une réalisation statistique unique, et il est impossible d'augmenter cette statistique dans l'Univers proche car tous les objets ont été mesurés : c'est la variance cosmique. Ce qui limite la contrainte sur les paramètres cosmologiques à $z > 2$ est que le flux apparent des galaxies diminue avec z , et donc une spectroscopie de ces objets devient difficile, d'autant plus que leur spectre est de plus en plus décalé vers l'infrarouge (fond de ciel brillant pour les mesures au sol). La mesure des raies d'absorption Lyman-alpha sur le spectre de quasar lointains, ainsi que les quasars eux-mêmes permet de pallier à ce problème. Les prochaines grandes expériences dans ce domaine sont notamment Euclid (LAUREIJS et al., 2011), un télescope spatial qui effectuera la spectroscopie de galaxies notamment comprises entre $z = 1$ et $z = 2$ et DESI (DESI COLLABORATION et al., 2016), un spectrographe au sol avec un important multiplexage qui effectuera la spectroscopie des galaxies pour $z < 1$ et mesurera les raies d'absorption Lyman-alpha des quasars lointains pour obtenir une précision unique à $z > 2$.

³ $h = H_0/100\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}$

1.9.3 Les chandelles standard

Comme vu dans la section 1.8.2, la mesure de distances de luminosité permet de contraindre les paramètres cosmologique. La principale difficulté pour obtenir cette distance est de connaître la luminosité absolue de l'objet considéré. Mais, dans le cas d'objets ayant une luminosité reproductible (chandelles standard) comme les SNe Ia, on peut obtenir des ratios de distances qui, au prix de la perte de l'information sur H_0 , permettent de contraindre l'évolution de l'expansion de l'univers. Dans les faits on est capable également de déterminer H_0 en calculant la luminosité moyenne des SNe Ia à partir de la luminosité des étoiles céphéïdes, dont la luminosité a été obtenue grâce à l'estimation de distances de céphéïdes proches par parallaxe.

L'autre difficulté réside dans la nécessité que les objets considérés soient assez brillant pour sonder l'Univers au plus grand redshift possible, dans le cas des SNe Ia, que nous expliciterons plus en détail dans le reste de ce travail, on peut obtenir des ratios de distances de luminosité jusqu'à $z \sim 1$, donnant ainsi une information précise sur l'Univers récent.

1.10 Le diagramme de Hubble

La mise en relation graphique du redshift et des distances évoquées dans la section précédente constitue le diagramme de Hubble. De par les relations 1.40 et 1.45, les distances permettent de retracer l'histoire de l'expansion de l'univers, et ainsi de contraindre les densités réduites de matière, d'énergie noire ainsi que les paramètres d'état de cette dernière.

1.10.1 Un Univers en expansion ...

Comme nous l'avons déjà abordé dans la section 1.4, HUBBLE (1929) a été le premier à observer l'expansion de l'univers. Pour ce faire il a mesuré le décalage vers le rouge d'étoiles céphéïdes, qui sont des étoiles variables dont la luminosité absolue dépend de la période de leurs variation. Le diagramme de Hubble original (figure 1.4) met donc en relation les distances de luminosité des céphéïdes avec le redshift de leurs galaxies hôtes (à l'époque appelées nébuleuses extra-galactiques). Ces observations ont été menées à un redshift maximal $z \sim 0.003$, et ceci car il est très difficile de résoudre une étoile comme une céphéïde à l'intérieur d'une galaxie à une distance plus grande. Or le redshift mesuré est la combinaison du redshift cosmologique et de l'effet Doppler dû à la vitesse particulière de la galaxie. Ainsi, à faible z la contamination de la vitesse propre de la galaxie est très forte, vu que la vitesse apparente due à l'expansion est faible. De plus, la mesure du flux émis par les céphéïdes est lui aussi sujet à d'importantes incertitudes systématiques, comme l'absorption galactique ou encore

la contamination d'autres sources (pour les céphéïdes les plus lointaines).

Dans ce cadre, sachant que la série de Taylor de 1.45 est de la forme $d_L(z) = cz/H_0 + O(z^2)$ et $z \approx v/c$, on a $d_L = v/H_0$ (La loi de Hubble (1.16)). Hubble a donc pu donner une première estimation de la constante qui porte son nom en ajustant une droite à son diagramme tel que $H_0 = 500 \text{ km/s/Mpc}$. Cette première mesure de H_0 sera grandement modifiée lorsque [BAADE \(1956\)](#) montrera qu'il existe deux types différents d'étoiles céphéïdes et que la relation période-luminosité utilisée par Hubble, donnant lieu à une sous-estimation de leur luminosité et donc à une sous-estimation de leur distance. De plus, l'accès à des redshifts plus grands permettront de contraindre plus de paramètres cosmologiques.

1.4.

1.10.2 ... accélérée ...

Jusqu'à la fin du XX^e siècle, les principaux composants de l'Univers étaient supposés être la matière baryonique et la matière noire (dont la nature doit encore être explicitée). Ainsi composé, l'Univers est censé ralentir son expansion, sous l'action des forces gravitationnelles reliant ses diverses structures entre elles. Or, dans les années 90, l'évolution des technologies d'observation astrophysiques (comme les caméras CCD) ainsi que l'introduction d'une nouvelle chandelle standard a permis d'étendre le diagramme de Hubble à des redshifts beaucoup plus élevés : les supernovae de type Ia (SNe Ia, que nous décrivons en détail dans le chapitre 2).

Ainsi, en étendant le diagramme de Hubble à $z \sim 0.5$, [RIESS et al. \(1998\)](#) et [PERLMUTTER et al. \(1999\)](#) ont pu mettre en évidence le fait que les SNe Ia distantes avaient une luminosité plus faible que ce qu'elle aurait dû être dans un Univers en expansion décélérée, et donc qu'elles étaient plus éloignées que prévu. C'est la première preuve de l'accélération de l'expansion de l'univers, comme on peut le voir sur la figure 1.5a. Sur cette même figure, on voit également qu'à $z \sim 0.5$, le scénario d'un Univers dont la composition est dominée par la matière ne permet pas d'expliquer cette accélération. Ce sont ces résultats qui motivèrent l'introduction de l'énergie noire dans le modèle cosmologique (dans ce cas via la constante cosmologique). Ce nouveau diagramme de Hubble étendu a également permis de contraindre la densité réduite d'énergie noire, dans le cadre d'un ajustement du modèle Λ CDM (voir figure 1.5b) tel que $p(\Lambda > 0) < 99\%$ même si les ellipses sont allongées dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$.

1.10.3 ... à cause d'une énergie noire dont on ignore la nature.

À partir de la découverte de l'accélération de l'expansion, le diagramme de Hubble a été amélioré dans l'optique de caractériser l'énergie noire.

Une des dernières versions du diagramme de Hubble en date est celle de [BETOULE et al. \(2014\)](#) (JLA), utilisant 740 SNe Ia comme chandelles standard provenant de SNLS, SDSS, du Hubble Space Telescope ([HST](#)) ainsi que de données à bas redshift pour estimer les rapports

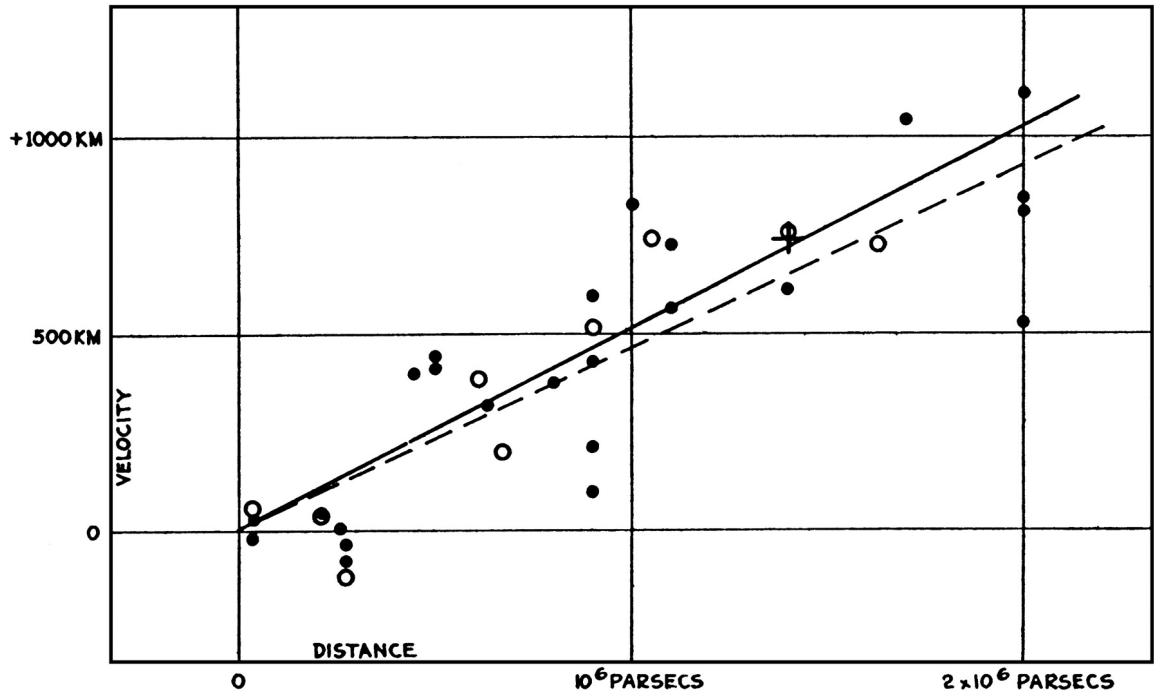


Figure 1.4 – Diagramme de Hubble de [HUBBLE \(1929\)](#). Les distances (abscisse) sont obtenues grâce aux céphéides contenues dans les galaxies observées. La vitesse d'éloignement des galaxies est obtenue par spectroscopie, l'unité est en réalité le km/s.

de distance dans l'Univers pour $0 < z < 1$. Le diagramme de Hubble associé à cette analyse se trouve figure 1.6.

Les résultats en terme d'estimation des paramètres cosmologiques ajustés sur les données du diagramme de Hubble sont visible sur la figure 1.7. Avec le concours des derniers résultats de l'analyse des données CMB de Planck ([PLANCK COLLABORATION, 2015](#)), cette analyse a pu montrer que le modèle Λ CDM était favorisé, avec une valeur pour $w = -1 \pm 5.5\%$ dans le cas d'une cosmologie w -CDM (figure 1.7a), et avec une compatibilité des valeurs $w_0 = -1$ et $w_a = 0$ dans le cas d'une énergie noire dont le paramètre d'état varierait avec le temps (figure 1.7b). Dans ce dernier cas, on a $w_a = -0.336 \pm 0.552$, si la valeur $w_a = 0$ est belle et bien incluse dans cet intervalle, la largeur de ce dernier ne permet pas de conclure effectivement quant à la constance du paramètre d'état de l'énergie noire.

1.10.4 Impact de l'énergie noire sur les distances cosmologiques

La figure 1.8 montre la différence attendue de distances sur le diagramme de Hubble pour une énergie noire différente d'une constante cosmologique. On peut voir sur cette figure que la différence entre les distances à $z \approx 0$ et $z \approx 1$ est la plus sensible à la nature de l'énergie noire, à travers l'estimation des paramètres w_0 et w_a . Par exemple, on voit dans la figure 1.8 qu'un écart de distance supérieur à $\approx 3\%$ entre $z = 0$ et $z = 1$ (par rapport à ce qui est prévu par Λ CDM) implique une valeur de w différente de 0.06 par rapport à 1, ou encore une valeur de w_a non nulle de 0.2.

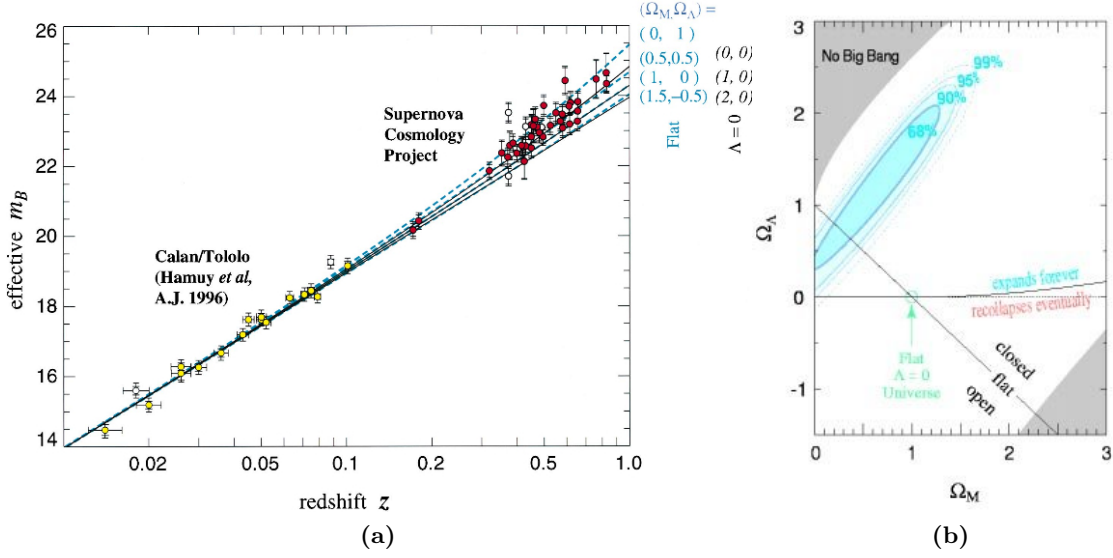


Figure 1.5 – (a) Diagramme de Hubble de PERLMUTTER et al. (1999) pour 60 SNe Ia. Les ordonnées représentent la distance à une échelle logarithmique. Les traits bleus représentent différents scénarios d’Univers plat, les traits noirs différents scénarios d’univers dominés par la matière. Cette figure permet d’exclure les modèles d’Univers dominés par la matière grâce à la combinaison de deux lots de SNe Ia, proches (jaune) et distantes (rouge). (b) contours de confiance dans le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ du meilleur ajustement du modèle Λ CDM aux données exposées dans (a).

Il faut noter qu’une mesure de distance à un redshift ne suffit pas à rompre la dégénérescence de la somme des densités exposée dans 1.30, mais qu’il faut donc étudier la variation de la distance sur un intervalle fini en redshift. Dans ces conditions Le CMB ne permet par exemple pas à lui seul de contraindre vu qu’il ne peut fournir qu’une valeur de distance angulaire à un seul redshift ($z \sim 1089$).

En revanche les BAOs et les SNe Ia sont d’excellentes sondes cosmologiques pour la caractérisation de l’énergie noire car elles sont des indicateurs de distance entre un redshift proche de zéro et $z \sim 1$, là où on a vu que les distances étaient le plus impactées par des écarts au modèle Λ CDM. Il faut noter que les mesures de distances à bas redshift sont sujettes à une importante incertitude intrinsèque provenant du fait que les galaxies ont une vitesse propre et que c’est la combinaison de cette vitesse et de l’expansion générale de l’Univers qui forme le redshift mesuré.

On doit ajouter à ce phénomène la variance cosmique qui augmente encore l’incertitude statistique sur les estimateurs de distance des BAOs, faisant des SNe Ia à l’heure actuelle la meilleure sonde cosmologique pour des redshifts inférieurs à 1.

1.11 Conclusion

Les mesures de distances et de redshifts constituent une excellente sonde pour la détermination de la nature de l’énergie noire. À l’heure actuelle, les observations cosmologiques à grande

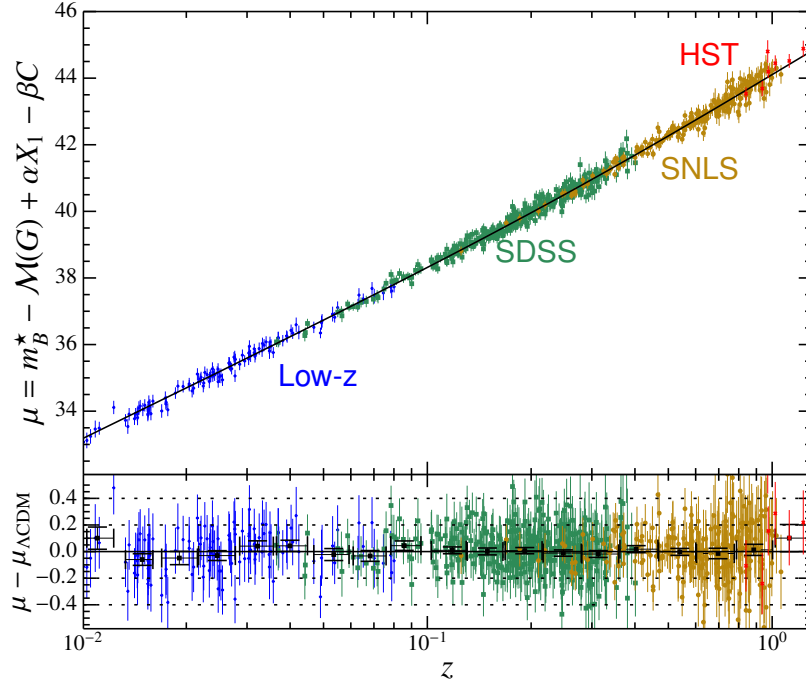


Figure 1.6 – Diagramme de Hubble de l’analyse JLA (2014). La quantité en ordonnées est le module de distance $\mu = 5 \log_{10}(d_L(z))/10\text{pc}$. Les résultats sont comparés au modèle ΛCDM . Les résidus sont présentés dans le panneau du bas, les points noirs sont les résidus moyennés par bin de redshift.

échelle sont bien décrites par le modèle ΛCDM (e.g. [PLANCK COLLABORATION \(2015\)](#)). Ce modèle implique un Univers plat ($k = 0$ et $\Omega_k = 0$), une matière principalement représentée par de la matière noire non-relativiste, ainsi que qu’une énergie noire représentée par la constante cosmologique Λ avec par conséquent $w = -1$. Dans les faits, si la mesure de w dans le cadre d’un paramètre d’état de l’énergie noire constant favorise la constante cosmologique avec seulement 4% d’incertitude ([SCOLNIC, JONES et al., 2018](#)), en introduisant une variation temporelle de w tel que $w = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$, l’incertitude sur w_0 passe à 9%.

L’évolution temporelle, portée par w_a , est également compatible avec $w_a = 0$, mais l’incertitude sur sa valeur est encore trop grande pour pouvoir conclure.

Pour contraindre plus efficacement l’énergie noire, et ainsi distinguer entre les différents modèles, on doit être capables d’atteindre une précision de l’ordre du % dans la mesure de distances moyennée par bin de redshifts entre $z = 0$ et $z > 1$, une zone complètement accessible aux supernovae de type Ia, faisant ainsi de l’amélioration du diagramme de Hubble de ces dernières une étape essentielle à la compréhension de l’énergie noire.

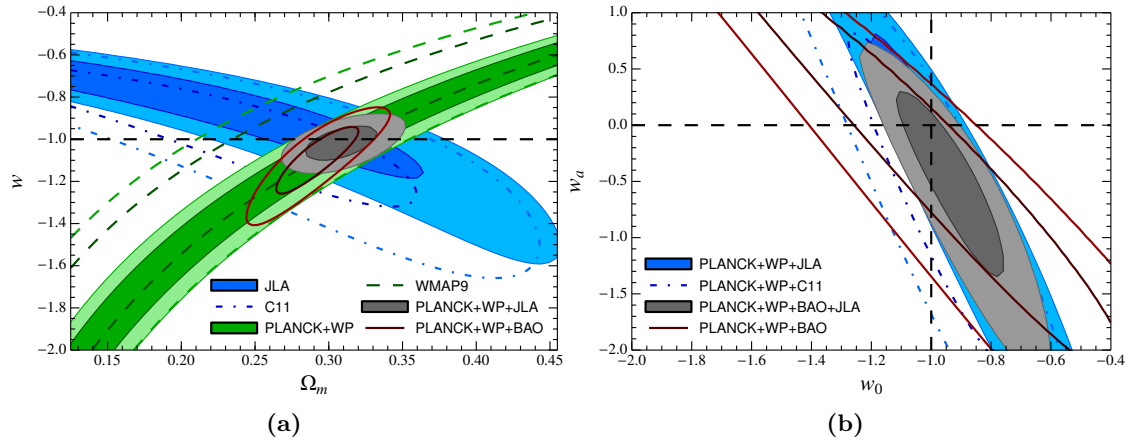


Figure 1.7 – Contours de confiance à 68% et 95% de l’analyse JLA (2014) pour (a) les paramètres w et Ω_m dans le cadre d’une cosmologie w –CDM. Les résultats en bleu sont obtenus avec les données de JLA seules, le vert correspond aux résultats de Planck et le gris à la combinaison des deux et (b) les paramètres w et w_a dans le cadre d’une énergie noire de paramètre d’état variable. Les lignes en tirets correspondent au modèle Λ CDM, en bleu on a les résultats de JLA+CMB, en gris la combinaison JLA+CMB+BAO.

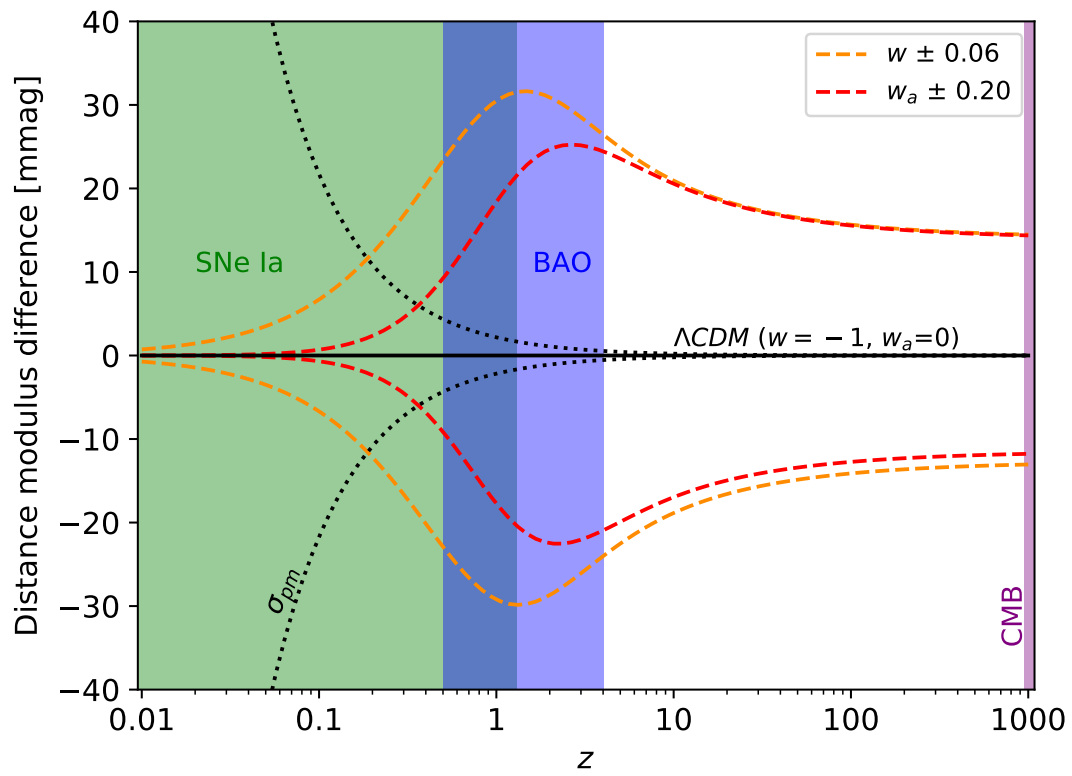


Figure 1.8 – Impact sur les distances d’un écart au modèle Λ CDM du côté de l’énergie noire. La courbe noire représente le modèle Λ CDM, les courbes en tirets oranges représentent un modèle de l’énergie noire où $w_0 = -1 \pm 0.06$ et $w_a = 0$, tandis que les courbes en tirets rouges représentent un modèle de l’énergie noire pour laquelle $w_0 = -1$ et $w_a \pm 0.2$. La courbe en pointillés représente l’impact de l’incertitude sur la vitesse propre des galaxies ($\sigma_v = 300\text{km/s}$) sur l’estimation de la distance, qui est au premier ordre de $\sigma_{pm} = \frac{5\sigma_v}{cz \log(10)}$.

2

LES SNe Ia

Sommaire

2.1	Généralités	28
2.1.1	Introduction	28
2.1.2	Zoologie	28
2.2	Spectres des supernovae	30
2.3	Les courbes de lumière	30
2.4	Quelques propriétés empiriques	33
2.4.1	Couleur	33
2.4.2	Amplitude temporelle : le facteur d'étirement	33
2.4.3	Magnitude au maximum	33
2.5	Mécanisme d'explosion	35
2.6	Les progéniteurs	35
2.7	Taux d'explosion	36
2.8	Variabilité et corrélations	37
2.8.1	Amplitude temporelle - luminosité absolue : le brighter-slower	37
2.8.2	Couleur - luminosité absolue : le brighter-bluer	38
2.8.3	Propriétés de la galaxie hôte	38
2.9	Conclusion	40

2.1 Généralités

2.1.1 Introduction

Les astronomes de diverses civilisations ont en de rares occasions été témoins d'apparitions soudaines d'étoiles, ainsi que de leurs disparitions tout aussi soudaines. Le terme latin *nova* fut appliqué à de tels événements, décrivant ainsi le caractère *nouveau* de ces astres. Ces *novae* étaient en effet caractérisées par une apparition et une disparition dans le ciel sur une période de l'ordre du mois, avec une visibilité du phénomène parfois même en plein jour. Un de ces événements attira en particulier l'attention de Tycho Brahé, considéré comme l'un des pionniers de l'astronomie observationnelle moderne, en 1572. Le modèle standard de l'époque était le système aristotélicien, décomposant le ciel visible en 8 sphères concentriques (ayant pour centre la Terre), dont les premières couches portaient les principaux corps du système solaire connus à l'époque : le Soleil, la Lune, Mercure, Vénus, Jupiter et Saturne, et enfin, la huitième et dernière sphère portait l'ensemble des étoiles. Dans ce modèle, les deux premières sphères incluant la Terre et la Lune étaient le domaine de l'instable, alors qu'au delà, le monde est considéré comme immuable, parfait et éternel. L'apparition et la disparition soudaine d'une étoile dans ce domaine supposément parfait participa à faire tomber ce modèle une trentaine d'années plus tard en faveur de l'héliocentrisme avec les travaux de Johannes Kepler (l'assistant de Tycho Brahé).

En 1934, Walter Baade et Fritz Zwicky introduisirent le terme de "*supernova*" pour nommer les plus brillants de ces événements, décrivant le chant du cygne d'étoiles en fin de vie à travers une gigantesque explosion, atteignant son maximum de luminosité et s'éteignant sur une échelle de temps de l'ordre du mois.

2.1.2 Zoologie

En 1941, R. Minkowski a été le premier à remarquer l'existence de deux types différents de supernovae. Le premier est caractérisé par l'absence d'hydrogène dans son spectre (type I), alors que le deuxième en contient (type II). Par la suite, un nouvel étage de classification est apparu, on distingue ainsi les supernovae de type Ia par la présence d'une importante raie de silicium, les supernovae de type Ib par la présence d'une raie d'hélium, et enfin les supernovae de type Ic par l'absence de silicium et une faible quantité d'hélium dans leur spectre.

Sur le plan des mécanismes physiques menant à l'explosion de ces supernovae, on peut les séparer en deux catégories :

- Les implosions gravitationnelles, regroupant les supernovae de type II, les Ib et les Ic. Ces événements ont comme progéniteur une étoile massive qui, ayant brûlé tous les éléments légers qui composaient son cœur, va voir un effondrement de ce dernier jusqu'à ce que l'interaction forte le stoppe. Les couches externes de l'étoile vont alors tomber vers le centre et rebondir sur cette masse incompressible créant une onde de choc : l'étoile explose en supernova. Ce qu'il reste après cette explosion dépend de la masse de l'étoile, pour une masse initiale de moins de 30 masses solaires le résidu sera une étoile à neutrons (voir 2.1), dans le cas contraire, le résidu sera un trou noir. Dans ces explosions, seulement 0.01% de l'énergie émise l'est sous forme de rayonnement électromagnétique, le reste de l'énergie étant émise sous forme de neutrinos. De plus, l'évolution temporelle de la luminosité dépend énormément de la composition du progéniteur, et en particulier de ses couches externes selon leur opacité.
- Les explosions thermonucléaires, catégorie dans laquelle se trouvent les supernovae de type Ia, et que nous décrivons en détail dans la suite.

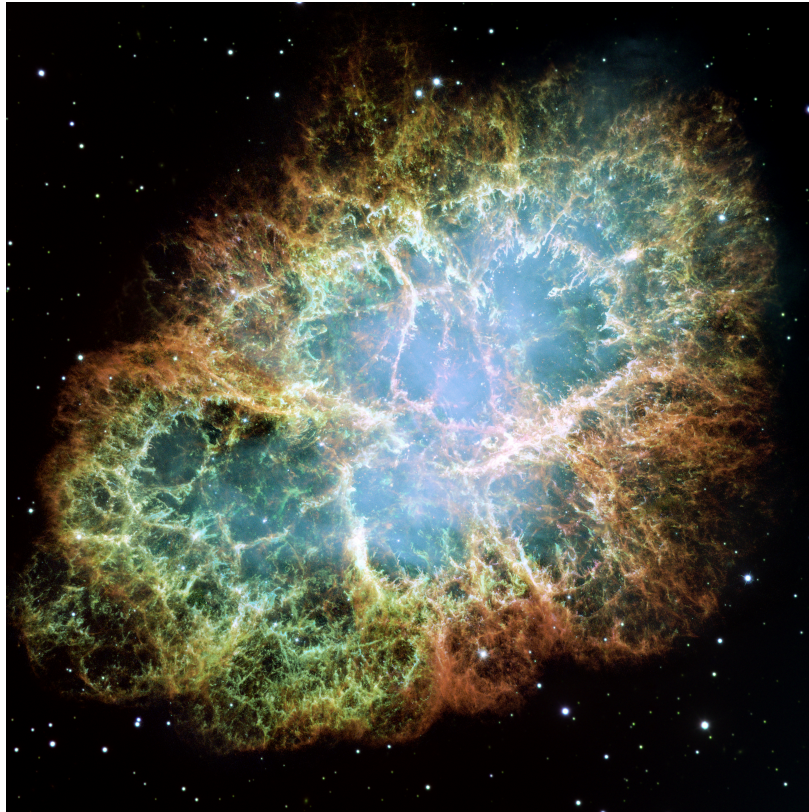


Figure 2.1 – Mosaïque d'images de la nébuleuse du Crabe prises par le Télescope Hubble. Cette nébuleuse porte en son sein le pulsar du Crabe (PSR B0531+21), une étoile à neutrons. Elle est en réalité le résidu d'une supernova de type II, SN1054, dont les registres asiatiques de l'époque font état de son observation durant deux ans, visible en plein jour.

2.2 Spectres des supernovae

La figure 2.2 extraite de [PEREIRA et al. \(2013\)](#) expose un exemple détaillé d'évolution du spectre d'une SN Ia avec le temps, SN2011fe, la SN Ia la plus proche à avoir été observée lors des 30 dernières années et découverte par [P. E. NUGENT et al. \(2011\)](#). Comme il a été dit plus tôt, les supernovae de type Ia sont caractérisées par l'absence d'hydrogène et d'hélium dans leur spectre, ces éléments étant pourtant les principaux représentants de la matière nucléaire dans l'univers, à hauteur de plus de 99%. En revanche on remarque une abondance d'éléments intermédiaires comme le silicium et le calcium autour du maximum de luminosité. Dans les semaines suivantes, le cobalt et le nickel prennent le relai des éléments intermédiaires, puis dans les mois qui suivent l'explosion, les raies d'émission du fer deviennent les caractéristiques principales du spectre. On remarque également que le spectre des SNe Ia a son maximum autour de 400nm, et que la majeure partie de l'énergie est émise dans le visible, le proche infrarouge et le proche ultraviolet.

2.3 Les courbes de lumière

L'évolution temporelle de la luminosité des supernovae de type Ia est habituellement exposée à travers leurs courbes de lumière. Ces dernières sont construites grâce aux observations des supernovae effectuées avec un télescope à différentes dates, et ce dans différentes bandes spectrales permettant de n'intégrer qu'une partie du spectre dans la mesure de flux. L'efficacité des détecteurs utilisés ainsi que la plage d'émission des SNe Ia fait que ces différents filtres échantillonnent le spectre du proche infrarouge au proche ultraviolet. Nous n'évoquerons dans cette partie que les filtres standards *U*, *B*, *V*, *R* et *I* ([BESSELL, 1990](#)). Comme on peut le voir pour l'exemple de SN2011fe sur la figure 2.3, les courbes de lumière des SNe Ia montrent une montée rapide du flux, suivie d'un maximum de luminosité (n'étant pas atteint exactement à la même date selon la bande spectrale utilisée), puis une décroissance du flux. Par convention, et parce qu'elle correspond à la partie la plus brillante de son spectre, on se réfère toujours aux observations effectuées dans la bande *B* du référentiel de la supernova. Ainsi, la date de maximum de luminosité d'une SN Ia correspond à la date à laquelle la luminosité de la SN Ia est maximale dans la bande *B* de son référentiel au repos, soit environ 19 jours après le début de l'explosion (voir [CONLEY et al. \(2006\)](#)). Dans les 35 jours qui suivent ce maximum de luminosité, la courbe de lumière suit une loi de décroissance quasi-exponentielle. On remarque dans les bandes infrarouges un second maximum de luminosité dans les 20-30 jours suivant le premier.

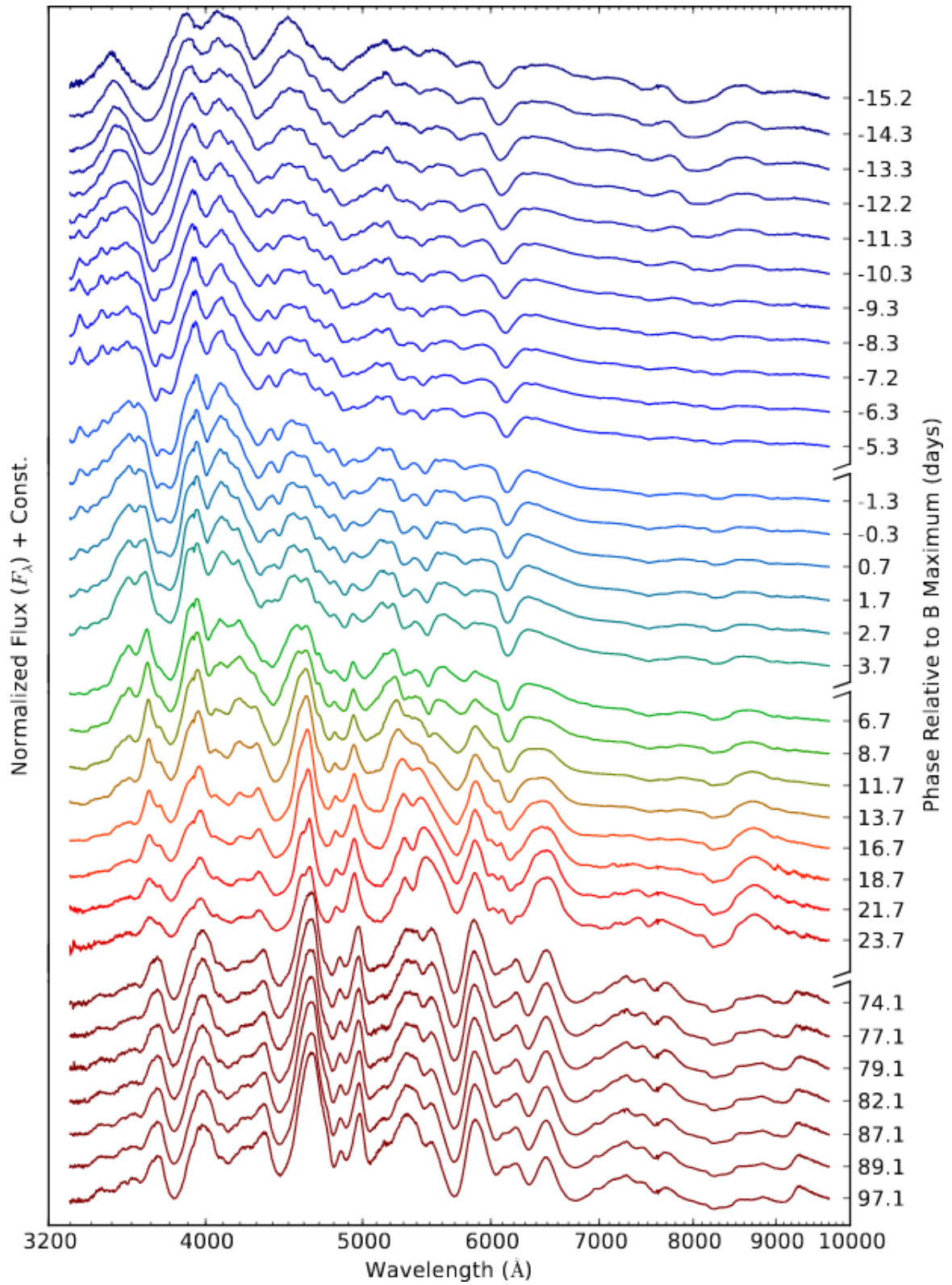


Figure 2.2 – Évolution temporelle du spectre de la SN Ia SN2011fe. Ce graphique est tiré de [PEREIRA et al. \(2013\)](#) avec les données du SNIFS. On remarque la raie caractéristique du Silicium à 6100 Å jusqu'à environ 13 jours après le maximum de luminosité, ainsi que les raies d'absorption d'autres éléments intermédiaires comme le calcium ou le magnésium.

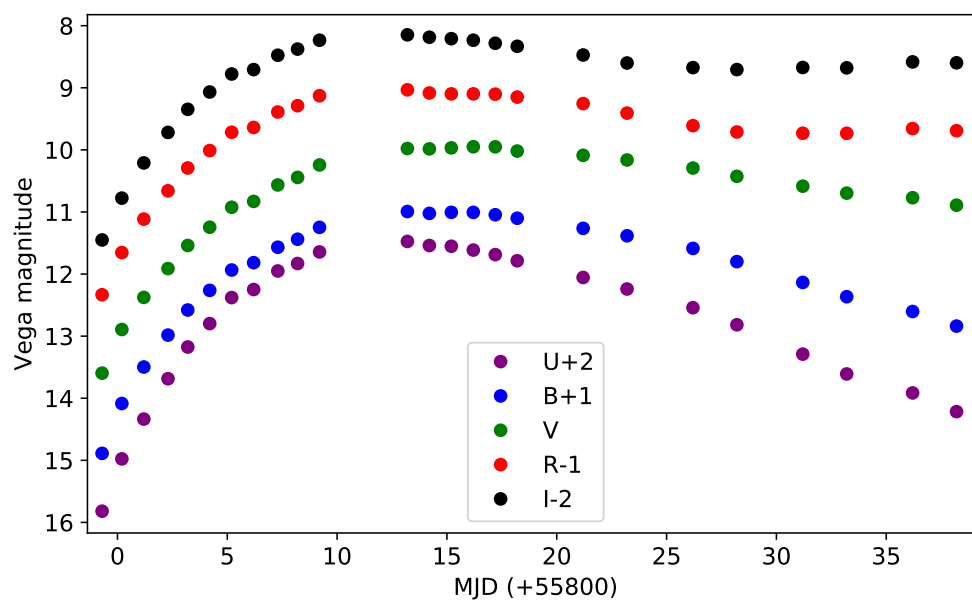


Figure 2.3 – Courbe de lumière de SN2011fe dans les bandes *UBVRI*, d’après les données de [PEREIRA et al. \(2013\)](#).

2.4 Quelques propriétés empiriques

2.4.1 Couleur

On définit la couleur c d'une SN Ia comme la différence des magnitudes mesurées dans la bande B et la bande V de son référentiel au repos, et ce à la date de maximum de luminosité dans la bande B , t_0 :

$$c = B_{t_0} - V_{t_0} \quad (2.1)$$

Si le flux dans la bande B est supérieur au flux mesuré dans la bande V , la SN Ia sera vue comme *bleue*, et on aura $c < 0$. De l'autre côté, si le flux dans la bande V est supérieur au flux dans la bande B , la supernova sera *rouge*, et on aura $c > 0$. La couleur rend ainsi compte de la pente du spectre d'une SN Ia.

2.4.2 Amplitude temporelle : le facteur d'étirement

Comme on peut le voir sur la figure 2.4, les SNe Ia n'ont pas toutes le même temps de montée et de descente en luminosité les unes par rapport aux autres. Ainsi, même en retirant l'effet de dilatation temporelle induite par le redshift, il subsiste un effet de dilatation intrinsèque de la courbe de lumière. Il existe plusieurs manières d'évaluer cette dilatation : Ainsi, PHILLIPS (1993) définit le paramètre Δm_{15} , qui est la différence entre les magnitudes apparentes d'une SN Ia à son maximum de luminosité et 15 jours plus tard. Plus tard, avec l'accumulation de données précédant le maximum de luminosité, PERLMUTTER et al. (1997) définit s le facteur d'étirement comme le facteur par lequel on doit dilater l'axe temporel d'une courbe de lumière donnée pour qu'elle se superpose à la courbe de lumière moyenne.

2.4.3 Magnitude au maximum

Enfin, la principale propriété d'une SN Ia est sa luminosité au maximum. C'est en effet à partir de cette dernière que l'on extrait la distance, c'est la dispersion de cette quantité d'une SN Ia à une autre qui permet de les qualifier de chandelles standards. Plus particulièrement, on parle ici de la luminosité dans la bande B du référentiel de la SN Ia. Cette convention trouve son explication dans le fait que la luminosité d'une SN Ia est toujours plus forte dans le bleu autour de t_0 , comme on peut le voir sur les spectres de la figure 2.2. Dans les faits, la dispersion de la luminosité absolue dans la bande B des SNe Ia est de $\approx 40\%$ (HAMUY et al., 1996). Nous verrons dans 2.8 que cette dispersion peut être réduite en prenant en compte les

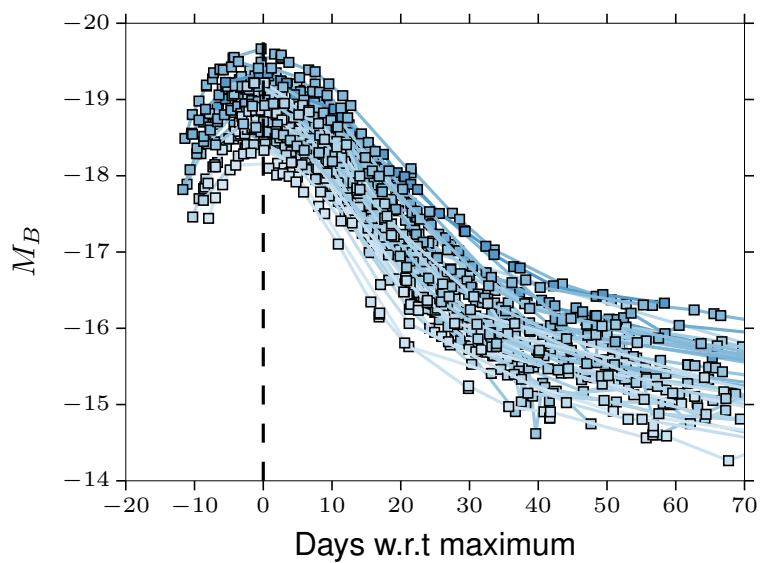


Figure 2.4 – Courbes de luminosité absolue du lot de SNe Ia proches du Supernova Cosmology Project dans la bande B . On note une dispersion en luminosité absolue de 40%.

corrélations existantes avec la couleur et l'amplitude temporelle, diminuant cette dispersion à 15%, ce qui correspond à une dispersion de 7% sur la distance.

2.5 Mécanisme d'explosion

Le modèle actuel pour les supernovae de type Ia est l'explosion d'une naine blanche (WD, pour White Dwarf) carbone-oxygène (C-O) qui atteint la masse de Chandrasekhar, équivalente à 1.38 masses solaires ([CHANDRASEKHAR, 1931](#)). À cette masse, la pression du gaz d'électrons dégénérés n'est plus suffisante pour retenir les forces de pression gravitationnelle. La température monte ainsi assez pour permettre la fusion du carbone, entraînant la combustion totale de la matière de l'étoile. Ce scénario est favorisé pour plusieurs raisons :

- L'absence d'hélium et d'hydrogène est expliquée par l'absence de ces deux éléments dans une naine blanche C-O.
- Les fusions du carbone et de l'oxygène produisent du silicium et du calcium, expliquant la présence de raies caractéristiques de ces éléments (comme vu dans la figure 2.2).
- Enfin, la très bonne reproductibilité des événements s'explique simplement par le fait que l'explosion du progéniteur se déroule toujours dans les mêmes conditions, ainsi la quantité et la nature des combustibles est similaire d'une explosion à l'autre et ne dépend que de constantes fondamentales .

2.6 Les progéniteurs

Si le mécanisme d'explosion semble être clair à l'heure actuelle, il reste une certaine incertitude quant à son système progéniteur. En effet, les conditions dans lesquelles la naine blanche C-O atteint la masse de Chandrasekhar sont encore inconnues. Dans les faits, pour qu'une naine blanche puisse augmenter sa masse, elle a besoin de se trouver dans un système binaire. Un relevé des populations de naines blanches ([HOLBERG et al., 2008](#)) a montré que, dans un rayon de 20 pc, 25% des systèmes contenant une naine blanche étaient binaires, et 6% sont des systèmes dits "*doubles-dégénérés*", étant donc composés de deux naines blanches. À partir de là, deux hypothèses principales subsistent :

- Le scénario dit simple-dégénéré, dans lequel une naine blanche de faible masse accrete de la matière d'un compagnon de masse plus importante jusqu'à atteindre la masse de Chandrasekhar. Pour que cette accretion soit possible, le compagnon doit avoir une faible gravité de surface, favorisant les géantes rouges. Parmi les éléments en défaveur de ce scénario, on peut citer le fait qu'à l'heure actuelle, aucune image de la région d'explosion d'une SN Ia ne fait état de la présence d'une étoile compagnon (e.g. [LI et al. \(2011\)](#) pour le cas de SN2011fe).

- Le scénario double-dégénéré, ayant pour progéniteur un système composé de deux naines blanches. Ces deux étoiles se rapprochant pour finalement rentrer en collision, cela permet naturellement pour un système constitué de deux naines blanches dont les masses individuelles sont inférieures à la masse de Chandrasekhar, mais dont la masse totale est supérieure, de produire une SN Ia. Ce scénario a pour avantage d'expliquer l'absence d'hydrogène par son absence totale du système, ce qui n'est pas le cas pour un système simple-dégénéré. D'un autre côté, chaque SN Ia devrait dépendre de la masse totale du système ainsi que de sa répartition. Un système constitué de deux naines blanches C-O de 1.2 masses solaires chacune verrait la masse totale dépasser largement la masse de Chandrasekhar. Ce type de scénario pourrait en revanche expliquer les SNe Ia superlumineuses, comme SNLS-03D3bb, dont une explosion à la masse de Chandrasekhar ne semble pas pouvoir expliquer son importante luminosité ([HOWELL et al., 2006](#)).

La connaissance du système progéniteur des SNe Ia est importante dans le cadre d'une analyse cosmologique. Ces dernières ne peuvent en effet être considérées comme des chandelles standards que sous le postulat que les SNe Ia proches (d'un univers vieux) sont semblables aux supernovae lointaines (d'un univers jeune) et en particulier que leur luminosité est identique, autrement un biais serait ajouté au diagramme de Hubble. Cette recherche reste difficile en raison de la très faible luminosité des naines blanches, ne permettant pas leur observation avant l'explosion de la supernova.

2.7 Taux d'explosion

La connaissance du taux d'explosion des SNe Ia (en $\text{SNe Ia yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$) est une donnée essentielle pour l'élaboration des programmes d'observation de ces dernières. Dans le reste de cette thèse, et particulièrement dans la simulation d'un lot de SNe Ia que l'on trouvera dans le chapitre 5, nous nous référons aux taux obtenus par [PERRETT et al. \(2012\)](#). Ces derniers sont obtenus grâce au lot de données du Supernova Legacy Survey (SNLS) d'environ 400 SNe Ia comprises entre $z = 0.1$ et $z = 1.1$. En comparant le nombre de SNe Ia par intervalle de redshift (puis renormalisé sur le volume total de l'intervalle), [PERRETT et al. \(2012\)](#) trouve un taux d'explosion des SNe Ia dépendant du redshift tel que :

$$SNR_{Ia}(z) = (0.17 \pm 0.03) \times (1 + z)^{2.11 \pm 0.28} \times 10^{-4} \text{SNe yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}. \quad (2.2)$$

À titre d'exemple, moins de 6 SNe Ia explosent chaque année dans une sphère de rayon $z = 0.01$ autour de la Terre, ce chiffre monte à plus de 5000 dans une sphère de rayon $z = 0.1$. Le nombre de SNe Ia qu'un observateur est capable de détecter dépend ainsi du volume qu'il observe : d'une part le champ de vue de son instrument et plus encore de sa profondeur.

2.8 Variabilité et corrélations

Comme expliqué plus tôt, la dispersion intrinsèque de la luminosité dans la bande B du référentiel au repos des SNe Ia est de $\sim 40\%$. La prise en compte de corrélations existantes entre la luminosité au maximum et les autres paramètres des SNe Ia permet de réduire encore cette dispersion. Ces corrélations se divisent en deux familles, la première mettant en jeu les propriétés des SNe Ia pouvant être directement extraites des courbes de lumière, autrement dit les paramètres présentés dans 2.4. L'autre catégorie implique l'utilisation d'autres données telles que le type de la galaxie hôte et les corrélations aux caractéristiques spectrales des SNe Ia (LEGET, 2016).

2.8.1 Amplitude temporelle - luminosité absolue : le brighter-slower

Une première corrélation entre la luminosité et le taux de décroissance de la courbe de lumière des SNe Ia dans PHILLIPS (1993). Ce *brighter-slower*, ou loi de Phillips, montre qu'une SN Ia plus brillante aura aussi une décroissance plus lente de sa courbe de lumière après son maximum de luminosité. Dans PHILLIPS (1993) le paramètre d'estimation du taux de décroissance est Δm_{15} , autrement dit la différence de magnitude entre le maximum de luminosité et 15 jours après (dans la bande B). Plus tard, avec la multiplication des observations de SNe Ia, et en particulier avant leur maximum de luminosité, PERLMUTTER et al. (1997) a introduit le paramètre de *stretch* s , déjà abordé dans 2.4.2. Cette corrélation est intuitive sur la figure 2.4 et explicitée sur la figure 2.5.

Ce paramètre permet de prendre en compte tous les points de la courbe de lumière et non plus seulement ceux autour du maximum et de $t_0 + 15$ jours. Un ajustement de PERLMUTTER et al. (1997) lie ces deux paramètres comme : $\Delta m_{15} \sim (1.96 \pm 0.17) \times (s^{-1} - 1) + 1.07$. La relation qui lie ces paramètres à la luminosité absolue dans la bande B est empirique, une interprétation retenue par PHILLIPS (1993) serait que cette relation est un argument pour la variabilité de la masse du système progéniteur de la SN Ia, favorisant le scénario double dégénéré décrit dans 2.6.

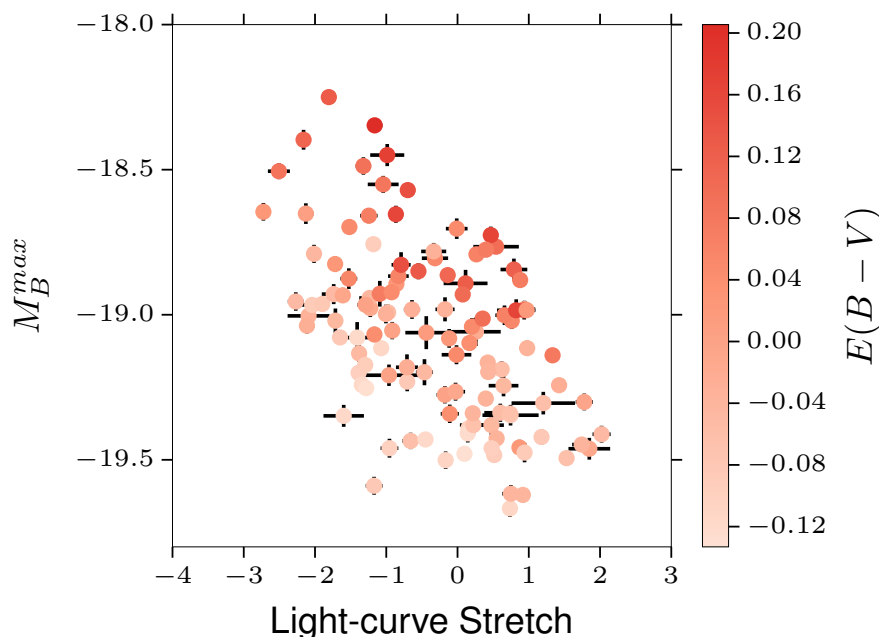


Figure 2.5 – Évolution du maximum de luminosité absolue dans la bande B du référentiel au repos des SNe Ia du Supernova Cosmology Project en fonction de leur facteur d’étirement. L’échelle de couleur représente la valeur de la couleur $B - V$ de chaque SN Ia.

2.8.2 Couleur - luminosité absolue : le brighter-bluer

L’autre corrélation relie la luminosité au maximum à la couleur c de la supernova, vue dans 2.4.1. La couleur peut directement être extraite des courbes de lumières grâce à la mesure multi-bande de ces dernières. Cette relation a été mise en évidence par [TRIPP et BRANCH \(1999\)](#) sur le lot de SNe Ia du Calan-Tololo. Cette relation est explicitée sur la figure 2.6, où on peut constater une évolution linéaire de la magnitude absolue dans la bande B du référentiel au repos des SNe Ia et leur couleur. La source de cette variabilité en couleur ($\sim 10\%$ e.g. [GUY et al. \(2010\)](#)) est encore débattue à l’heure actuelle entre une variabilité intrinsèque à la supernova (e.g. [FOLEY et KASEN \(2011\)](#)), une absorption due aux poussières dans la galaxie hôte, ou encore un mélange des deux. La prise en compte de cette corrélation, alliée à la précédente, mène à une dispersion de la luminosité absolue des SNe Ia corrigée de $\sim 15\%$.

2.8.3 Propriétés de la galaxie hôte

La nature de la galaxie hôte semble avoir un impact sur la luminosité des SNe Ia. [SULLIVAN et al. \(2010\)](#), [LAMPEITL et al. \(2010\)](#) et [KELLY et al. \(2010\)](#) ont mis en évidence qu’après avoir

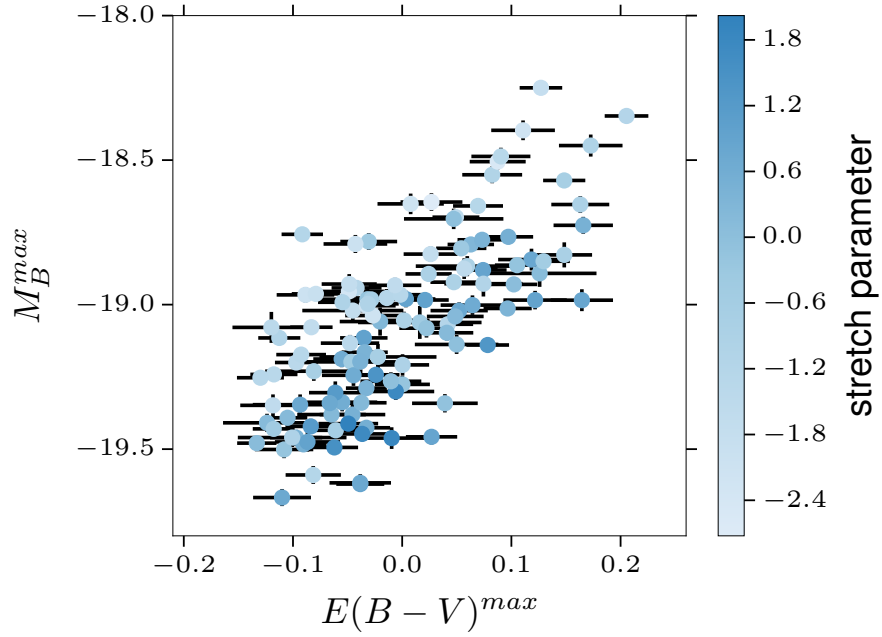


Figure 2.6 – Évolution du maximum de luminosité absolue dans la bande B du référentiel au repos des SNe Ia du Supernova Cosmology Project en fonction de leur couleur $B - V$. L'échelle de couleur représente la valeur du stretch de chaque SN Ia.

été corrigées des effets de brighter-slower et de brighter-bluer, les luminosités au maximum des SNe Ia dont la galaxie hôte possède une forte métallicité¹ est en moyenne 10% plus élevée. Plus tard, [CHILDRESS et al. \(2013\)](#) a mis en évidence que la masse stellaire de la galaxie hôte était plus à même d'expliquer la dispersion des résidus au diagramme de Hubble, avec deux sous-populations pour des galaxies de masse stellaire inférieure et supérieure à 10^{10} masses solaires (mass step, voir figure 2.7). Les études récentes tendent à montrer qu'il existe une corrélation encore meilleure avec l'âge de la population stellaire dans l'environnement proche de la SN Ia (quelques kpc). Cette variable est extraite par exemple par [ROMAN et al. \(2018\)](#) via la couleur $U - V$ restframe de la galaxie dans un rayon de 3kpc autour de la SN Ia, tandis que [RIGAULT et al. \(2018\)](#) évalue la taux de formation stellaire spécifique dans l'environnement local de la SN Ia (<1kpc), évalué via la luminosité de la raie $H\alpha$ dans cette région. Ces quantités ont toutes la particularité de varier en fonction du redshift, supposant ainsi une variation de la luminosité intrinsèque moyenne des SNe Ia avec le redshift, pouvant donc biaiser l'estimation des paramètres cosmologiques.

¹Fraction massique des éléments plus lourds que l'hélium

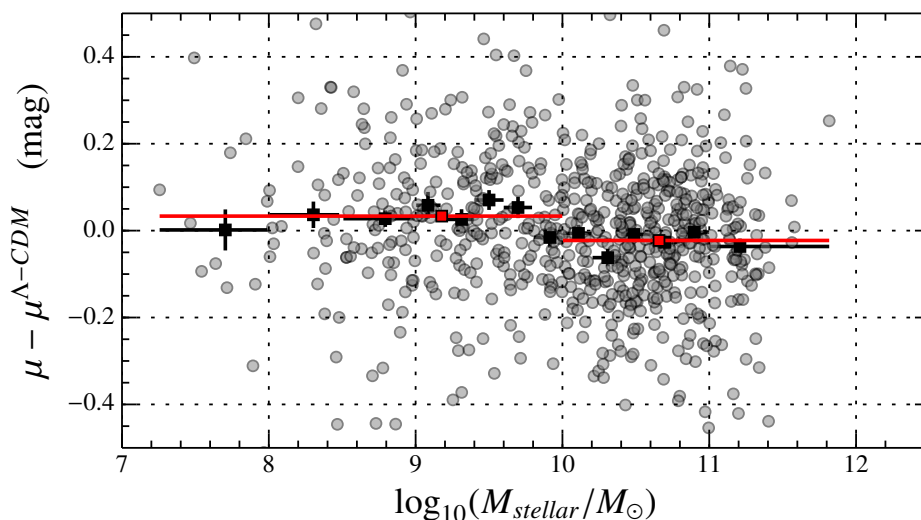


Figure 2.7 – Résidus au diagramme de Hubble de l’analyse JLA (2014) en fonction du logarithme de la masse stellaire. Un écart de 0.06mag est constaté entre la luminosité intrinsèque moyenne des SNe Ia ayant explosé dans des galaxies de masse inférieure et supérieure à 10^{10} masses solaires.

2.9 Conclusion

Les supernovae de type Ia sont donc des objets très brillants, permettant ainsi de sonder l’Univers sur de très grandes distances ($z > 1$). Leur flux est très reproductible si l’on prend en compte les corrélations qu’il possède avec les paramètres mesurables de chaque SN, permettant l’évaluation de rapports de distances entre plusieurs SNe Ia. Enfin, ce sont de plus des évènements assez fréquents pour pouvoir constituer un lot statistique de taille raisonnable, et ainsi contraindre efficacement le diagramme de Hubble, et donc caractériser l’énergie noire.

Néanmoins, nous verrons dans le chapitre suivant que la constitution de relevés spectrophotométriques de SNe Ia reste difficile à réaliser, et son analyse est sujette à des incertitudes variées, dont les deux principales sont les incertitudes statistiques et les systématiques de calibration.

3

LES GRANDS RELEVÉS DE SNe Ia ET LEUR ANALYSE

Sommaire

3.1	Introduction	42
3.2	Stratégie des "rolling-search"	42
3.3	Méthode de détection des SNe Ia	43
3.4	Spectroscopie des évènements	44
3.4.1	Mesure du redshift	44
3.4.2	Détermination du type de la supernova	45
3.5	Instruments de mesure de flux	47
3.5.1	Les filtres	47
3.5.2	Les CCDs	47
3.6	Photométrie différentielle des SNe Ia	48
3.6.1	Pré-traitement	48
3.6.2	Ajustement photométrique	49
3.6.3	Étalonnage des mesures	50
3.7	Les modèles spectrophotométriques	51
3.7.1	Interpolation des flux restframe	51
3.7.2	Modèles empiriques de courbes de lumière	52
3.7.2.a	SALT2	52
3.7.3	Estimation des distances	54
3.8	Sources d'incertitudes	54
3.8.1	Statistiques	55
3.8.1.a	Bruit de photons et de lecture	55
3.8.1.b	Incertitude sur la vitesse particulière des SNe Ia	55
3.8.1.c	Le lentillage gravitationnel	56
3.8.1.d	Dispersion intrinsèque résiduelle de la magnitude des SNe Ia	56
3.8.2	Systématiques	56
3.8.2.a	Erreurs de modélisation	57
3.8.2.b	Systématiques instrumentales	58
3.8.3	Importance relative des différentes sources d'incertitude	59

3.1 Introduction

Nous abordons dans ce chapitre le déroulement et l'analyse des relevés modernes de supernovae de type Ia. Les tâches qui doivent être accomplies sont la détection de ces événements, puis la mesure précise de leur flux à différentes dates (phases) et dans différentes bandes passantes pour estimer leur luminosité intrinsèque et ainsi construire une estimation de leur distance, et enfin la mesure de leur redshift. Ces éléments permettent l'élaboration du diagramme de Hubble des SNe Ia présenté dans le chapitre 1.

On commence par décrire la stratégie d'observation typique dans 3.2, dans 3.3 on aborde la méthode de détection des événements astrophysiques dits transitoires, dont les SNe Ia font partie. Dans 3.4 on explique comment est confirmée la nature d'une SN Ia à l'aide de la spectroscopie de l'évènement, mais également comment on obtient son redshift grâce à la spectroscopie de la galaxie hôte. Dans 3.5 on présente les instruments utilisés pour la photométrie de large bande spectrale. Dans 3.6 on détaille la photométrie des SNe Ia ainsi que les corrections qui doivent y être apportées pour que ces données soient utilisables dans l'analyse.

On liste les différents modèles spectrophotométriques des SNe Ia dans 3.7. On détaille comment les paramètres de sortie des ces modèles spectrophotométriques, alliés à des outils de standardisations des SNe Ia permettent d'estimer leurs distances dans 3.7.3. Nous regarderons finalement quelles sont les principales sources d'incertitudes limitant les performances de ces analyses dans 3.8, et particulièrement les incertitudes systématiques dans 3.8.2.

3.2 Stratégie des "rolling-search"

Comme nous l'avons vu dans la section 2.7, les SNe Ia sont des événements relativement rares : pour un redshift inférieur à 0.1, une SN Ia explose dans une fraction de ciel d'environ 15 deg^2 ¹ au cours d'une saison d'observation (~ 180 jours), leur détection est donc facilitée par l'usage d'imageurs grand-champs et permettant ainsi de sonder une large portion du ciel. Ainsi, la stratégie d'observation des relevés de SNe Ia de première génération consistait d'abord à effectuer une détection photométrique de candidats potentiels de SN Ia en guettant l'apparition d'étoiles avec ces imageurs grand champ sondant de larges zones du ciel. Ensuite, on passait à une identification spectroscopique de ces candidats pour confirmer ou non qu'ils étaient bien des SNe Ia, le cas échéant on devait programmer le plus rapidement possible un suivi photométrique de l'objet pour constituer sa courbe de lumière. Le problème principal associé à cette stratégie est qu'à cause des aléas météorologiques, on pouvait perdre beaucoup de temps entre la détection de l'évènement, son identification, et enfin la construction de la courbe de lumière, amenant parfois à une perte conséquente de mesures de flux avant le maximum de luminosité de la supernova, rendant peu précise l'estimation de sa luminosité

¹La totalité de la sphère céleste représente $\sim 41000 \text{ deg}^2$

au maximum ainsi que de ses paramètres de forme, détériorant l'estimation de sa distance standardisée.

De leur côté, les grands relevés modernes de SNe Ia lointaines, utilisent tous des télescopes avec un champ plutôt large, de l'ordre du degré carré, ainsi qu'un miroir primaire de grand diamètre, permettant de sonder l'univers plus profondément (jusqu'à $z \sim 1$). Dans ces conditions le volume d'univers sondé au cours d'une pose est tel que chacune des images contient en réalité plusieurs SNe Ia (environ 62 SNe Ia jusqu'à $z = 1$ par deg^2 pour une saison d'observation de 180 jours). Cela suggère que la technique optimale d'observation des SNe Ia, tant pour leur détection que pour la construction de leur courbe de lumière, est la stratégie de la "recherche glissante" (*rolling search*). Cette dernière consiste en une observation répétée d'un même champ dans un même filtre à une période donnée de l'ordre de quelques jours. On nomme cette période la *cadence* d'observation. Dans ces conditions, on possède une courbe de lumière pour toutes les SNe Ia du champ, même si leur identification est effectuée après la date de leur maximum de luminosité. Cette stratégie d'observation a notamment été implémentée pour des relevés comme SNLS², effectué avec le Canada-France-Hawaï Telescope (CFHT³), avec 3.6m de diamètre et un champ de 1 deg^2 et SDSS, dont le télescope fait 2.5m de diamètre et a un champ de 1.5 deg^2 .

Jusque récemment cette stratégie d'observation restait réservée aux relevés profonds, les relevés à bas redshift continuant à utiliser une stratégie de détection différente de la stratégie de suivi photométrique à cause du faible nombre de SNe Ia par deg^2 . Mais cet état de fait tend à changer avec les instruments de nouvelle génération comme ZTF⁴, qui possède un champ de vue de 47 deg^2 et peut donc scanner la totalité du ciel pour découvrir un grand nombre de SNe Ia à bas redshift, et assez régulièrement pour effectuer leur suivi photométrique.

3.3 Méthode de détection des SNe Ia

Dans le cadre d'une stratégie de type *rolling search*, les relevés de SNe Ia ont une période longue par rapport à la durée d'un événement. On observe typiquement durant plusieurs années pour une durée de l'événement de l'ordre du mois. Dans ces conditions, on peut comparer les images successives en les soustrayant entre elles et ainsi guetter l'apparition de "nouvelles étoiles", on peut ainsi voir sur la figure 3.1 l'apparition de la supernova SN2011fe dans la galaxie M101. En raison des différences de pointé et de PSF⁵ une soustraction précise demande un alignement précis des deux images et le calcul d'un noyau de convolution pour amener les images à la même résolution.

On peut noter que tous les excès de flux dans les soustractions d'images ne sont pas forcément des événements astrophysiques. Ainsi, un satellite peut par exemple traverser le champ de la caméra au cours d'une pose, ou un rayon cosmique peut encore traverser le détecteur en y

²http://irfu.cea.fr/Spp/Phoce/Vie_des_labos/Ast/ast_technique.php?id_ast=430

³<http://www.cfht.hawaii.edu/fr/>

⁴<https://www.ztf.caltech.edu/>

⁵Point Spread Function ou fonction d'élargissement du point : une source ponctuelle apparaît étalée dans un pixel, principalement selon les conditions atmosphériques (seeing) et les dimensions du télescope.

déposant des charges, menant ainsi à une fausse détection. Dans les faits ces événements sont faciles à rejeter pour plusieurs raisons. Premièrement ils ont en général une forme différente d'une supernova (qui, comme une étoile, est un objet ponctuel), et deuxièmement ils n'ont aucune raison d'être présents à la même position du champ lors de l'exposition suivante. Il reste ensuite beaucoup de vrais objets transients (dont des supernovae d'autre type), parmi lesquels il faut identifier les SNe Ia.

3.4 Spectroscopie des événements

En plus des données apportées par les relevés photométriques, l'analyse cosmologique des SNe Ia nécessite (jusqu'à présent) l'acquisition de spectres des SNe Ia et de leur galaxie hôte. Ce suivi spectroscopique est une composante essentielle du relevé : en effet, l'acquisition d'un spectre impliquant par nature la décomposition du signal selon la longueur d'onde, il faut donc un télescope d'un diamètre en moyenne deux fois supérieur à celui du télescope utilisé pour la photométrie des SNe Ia si l'on veut produire un spectre d'une SN Ia dans un temps raisonnable et avec un bon rapport signal/bruit. Par exemple, la spectroscopie des SNe Ia mesurées par SNLS a été produite par le Very Large Telescope (VLT⁶), pour les SNe Ia à $z < 0.8$, et les télescopes de Gemini⁷ pour les plus lointaines, tous ayant un miroir d'environ 8m de diamètre. De plus, le multiplexage du suivi spectroscopique est rendu très difficile du fait que leur champ de vue est très faible, faisant qu'il n'y a en général qu'une SN Ia par pose.

3.4.1 Mesure du redshift

Le redshift cosmologique décalant vers le rouge le spectre des objets d'un univers en expansion par rapport à l'observateur, on peut mesurer ce dernier en comparant des raies étroites d'absorption ou d'émission caractéristiques, parmi lesquelles on peut par exemple citer la raie $H - \alpha$, correspondant à une transition entre les niveaux d'énergie $n = 3$ et $n = 2$ des orbitales de l'atome d'hydrogène, lequel représente 74% de la masse baryonique totale de l'univers. Dans ce cas, en utilisant la formule de Rydberg et l'indice de réfraction dans l'air, on obtient que la longueur d'onde du rayonnement émis par cette transition est $\lambda_e = 656.28\text{nm}$. En comparant cette valeur à celle mesurée dans les spectres de galaxies hôtes de SNe Ia λ_r , on a $z = \lambda_r / \lambda_e - 1$. Dans les faits cette raie ne peut pas être observée avec des CCDs pour des redshifts $z > 0.8$ car elle se trouve au delà de la coupure du silicium à $\lambda > 1200\text{nm}$ ⁸, dans ce cas les raies typiquement utilisées sont les raies $H - \gamma$ et $H - \delta$ situées respectivement à 434.05 nm et 410.17 nm, et qui sont donc observables à de grands redshifts. Ces mesures

⁶<https://www.eso.org/public/france/teles-instr/paranal-observatory/vlt/>

⁷<https://www.gemini.edu/>

⁸L'énergie d'un photon de longueur d'onde supérieure à 1200nm est inférieure au bandgap du silicium et ne permet donc pas la formation de paires électron/trou dans le détecteur.

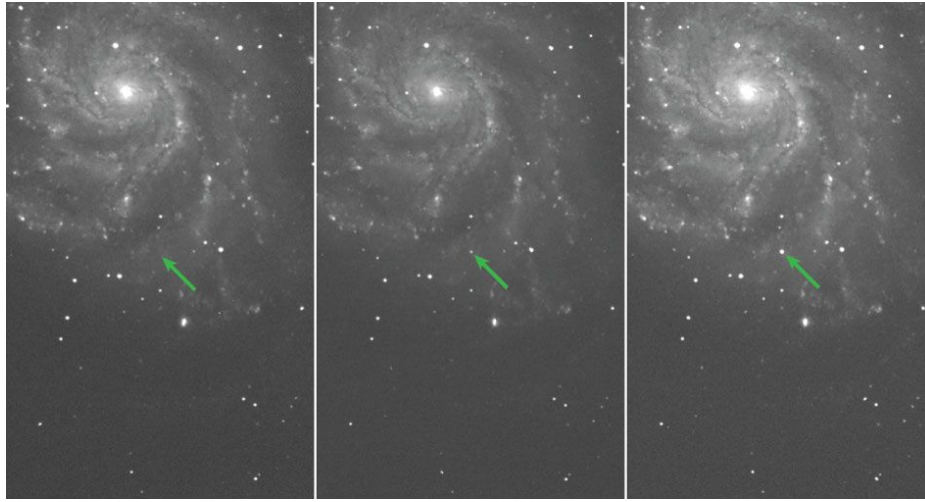


Figure 3.1 – Images de la galaxie M101 prise avec le Palomar Transient Observatory (PTF) dans la bande g datant du 23, 22 et 24 août 2011 (de gauche à droite). On peut voir à l’emplacement indiqué par la flèche verte l’apparition de la SN Ia SN2011fe. Cette figure est issue de [P. E. NUGENT et al. \(2011\)](#).

donnent une précision typique de 0.001 sur la mesure du redshift. Le redshift peut aussi être obtenu via les raies présentes dans le spectre des SNe Ia autour de leur maximum de luminosité. Cette mesure présente comme avantage le fait que ces spectres sont normalement acquis pour l’identification de la SN Ia (voir section suivante), permettant ainsi d’éviter une mesure supplémentaire, de plus elle permet d’éviter une éventuelle erreur sur la valeur du redshift provenant d’une erreur sur l’identification de la galaxie hôte. Elle donne typiquement lieu à une incertitude de ~ 0.01 sur le redshift (voir figure 1 de [MATHESON et al. \(2005\)](#) par exemple).

3.4.2 Détermination du type de la supernova

Le type d’une SN Ia est à l’heure actuelle principalement déterminé par spectroscopie en repérant les raies caractéristiques de ces explosions comme les raies du silicium ou du calcium et de la forme générale du spectre. On peut en général séparer le signal de la galaxie et celui de la SN Ia supposée car les SNe Ia sont ponctuelles alors que les galaxies sont étendues. À haut redshift en revanche la taille apparente des galaxies diminue, et leur contamination devient de fait plus importante et le rapport signal/bruit diminue. Dans ce cas le spectre de ces objets est comparé à des modèles obtenus grâce à des observations effectuées à plus bas redshift, et donc à plus haut signal/bruit après avoir soustrait un modèle de spectre de la galaxie hôte, comme c’est le cas dans [BALLAND et al. \(2009\)](#) (voir figure 3.2). La forme de la courbe de lumière de l’évènement peut également être un bon indicateur de son type : les SNe de type II ont par exemple une décroissance beaucoup plus lente que les Ia.

En raison du caractère prohibitif de la spectroscopie, ce mode d’identification est majoritaire dans les relevés récents, où seule une petite fraction des candidats ($\sim 10\%$) d’un suivi spectroscopique, le reste des redshifts étant obtenu a posteriori.

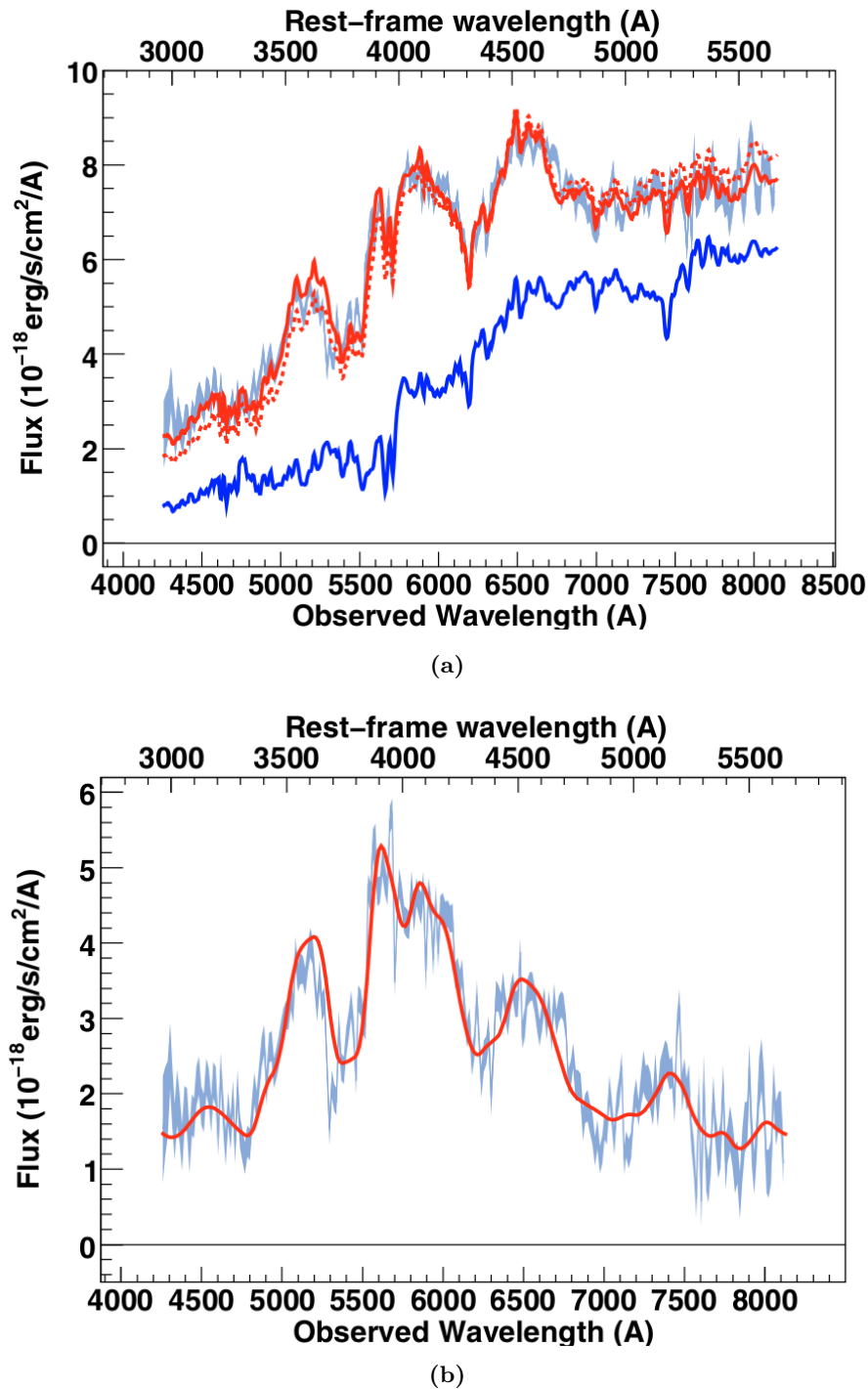


Figure 3.2 – Haut : Spectre de la supernova SNLS-06D4co ($z = 0.437$, 3.5 jours après le maximum de luminosité) mesuré avec le VLT possédant une contamination relativement importante de la galaxie hôte. Un ajustement simultané du spectre et des courbes de lumière mesurées pour cet évènement est produit en utilisant le modèle spectrophotométrique SALT2 (voir section 3.7.2.a) en considérant que le spectre est une combinaison du spectre d'une SN Ia et d'une galaxie (ligne bleue). Bas : Spectre de la SN Ia obtenu en soustrayant le modèle de galaxie (S0). Ce spectre est identifié comme celui d'une SN Ia en raison de sa compatibilité avec le modèle spectrophotométrique et de la présence d'une large absorption autour de 3800\AA dans le référentiel au repos, attribué au CaII et caractéristique des SNe Ia. Figures reproduites de [BALLAND et al. \(2009\)](#)

3.5 Instruments de mesure de flux

3.5.1 Les filtres

Les observations astronomiques dans l'optique sont presque systématiquement effectuées à travers des filtres permettant de sélectionner une partie précise du spectre des objets observés. Ces filtres sont nécessaires à l'estimation de la distance des SNe Ia notamment, car cette dernière nécessite de connaître leur couleur, qui est le ratio entre les flux mesurés dans deux filtres différents. Dans les faits il existe 2 familles de filtres typiquement utilisés pour l'observation des SNe Ia dans le visible. Les filtres historiques *UBVRI* ([BESSELL, 1990](#)) qualifiés comme "standard", et les filtres *ugriz* de SDSS ([FUKUGITA et al., 1996](#)). Ils peuvent être décrits par leur courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde, comme on peut le voir sur la figure 8.12. Les courbes présentées ici sont des archétypes pour une description de la transmission de ces filtres au premier ordre. En réalité la détermination de la forme exacte et de la normalisation de la courbe de transmission de chaque filtre particulier fait partie du processus de calibration.

3.5.2 Les CCDs

La création des courbes de lumière nécessite des mesures de flux précises des SNe Ia. Ces mesures sont effectuées avec des télescopes du type de ceux présentés dans la section 3.2. Le signal lui-même est enregistré sur le plan focal du télescope par des détecteurs composés de pixels de semi-conducteurs en silicium, les Charge-Coupled Device (CCD). Les photons pénétrant dans ces CCDs produisent des paires électron-trou, qui sont séparés aux moyens d'un champ électrique traversant le capteur. Les électrons sont stockés dans des condensateurs. À la fin de l'acquisition de l'image, la charge contenue dans chaque pixel est successivement déplacée de pixel en pixel voisin jusqu'à atteindre un amplificateur de charge, convertissant cette dernière en une tension pouvant être analysée par une électronique de lecture. L'efficacité quantique du détecteur, représentant le rapport entre le nombre de photons incidents et le nombre d'électrons produits dans le détecteur (exemple pour MegaCAM dans la figure 3.4), est la mesure de la sensibilité du CCD en fonction de la longueur d'onde. Dans les faits, le silicium ne permet que l'observation de photons compris entre le proche ultra-violet ($\sim 300\text{nm}$) et le proche infrarouge (avec une coupure à $\sim 1200\text{nm}$), ce qui en fait un excellent détecteur pour les supernovae de type Ia, le spectre de ces dernières se situant en majeure partie dans le visible.

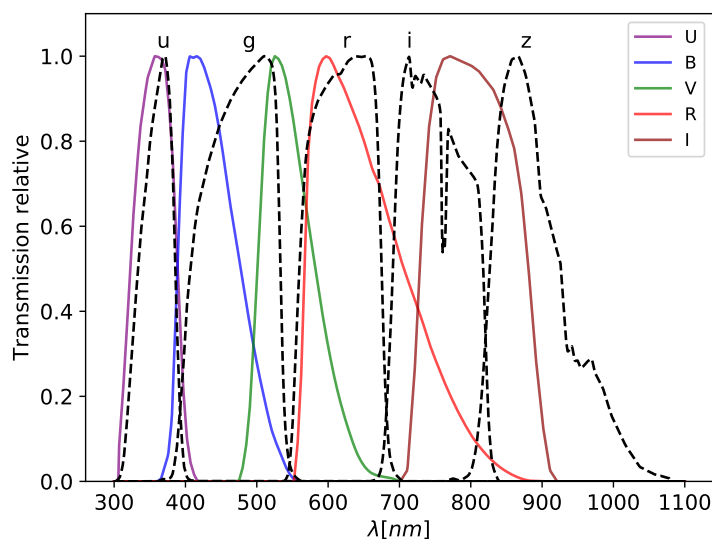


Figure 3.3 – Courbes de transmission des filtre *UBVRI* (BESSELL, 1990) et *ugriz* (FUKUGITA et al., 1996). les courbes de transmission des filtres *ugriz* intègrent une transmission moyenne de l’atmosphère.

3.6 Photométrie différentielle des SNe Ia

On construit la courbe de lumière d’une SN Ia relativement aux étoiles qui l’entourent, supposées en moyenne stables avec le temps, servant ainsi de référence (figure 3.5). La SN Ia se trouve dans une galaxie dont la brillance, supposée constante, doit être modélisée et soustraite.

3.6.1 Pré-traitement

Pour chaque image, un premier tour d’analyse permet d’obtenir sa carte de segmentation, autrement dit une carte des pixels attribués à chaque objet présent dans le plan focal. Ensuite, pour une série complète d’images d’un même champ, les positions des différents objets sont comparés et on peut ainsi établir une fonction T_j permettant de transférer les coordonnées d’un pixel dans une image j vers ses coordonnées dans une image de référence, choisie en fonction de sa qualité.

On évalue également la réponse impulsionnelle (PSF) de chaque image sur des étoiles brillantes du champ.

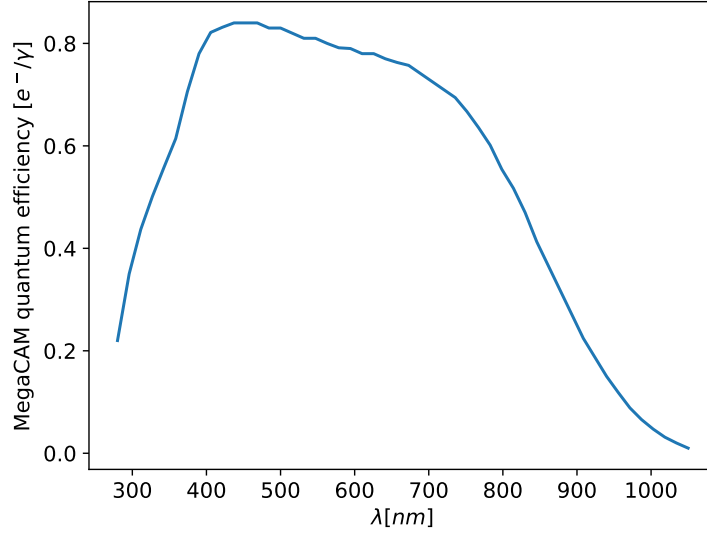


Figure 3.4 – Courbes d’efficacité quantique de MegaCAM (caméra utilisée dans le relevé SNLS), les valeurs peuvent être trouvées [ici](#).

3.6.2 Ajustement photométrique

Le flux attendu d’un pixel p dans une image i peut donc s’écrire ([ASTIER et al., 2013](#)) :

$$M_{i,p} = f_i \times P_i(x_p - T_i(x_{\text{obj}})) + G(T^{-1}(x_p)) \otimes K_i + S_i \quad (3.1)$$

où f_i est le flux de l’objet dans l’image i , P est la PSF de l’image i , x_p sont les coordonnées du pixel, x_{obj} sont les coordonnées du centre de la tâche laissée par l’objet dans le système de référence et donc $T_i(x_{\text{obj}})$ sont les coordonnées du centre de l’objet dans le système de l’image i . G est le modèle du flux laissé par la galaxie dans le système de référence, et K_i est un noyau de convolution permettant de transférer la forme de la galaxie dans l’image de référence vers sa forme dans l’image i , ayant une PSF différente. Et enfin S_i est le fond de ciel. Les paramètres libres de ce modèle sont ainsi f_i , x_{obj} , G et S_i . Ils sont ajustés sur une série d’images par méthode des moindres carrés en minimisant le χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \sum_p w_{i,p} (M_{i,p} - I_{i,p})^2 \quad (3.2)$$

où $I_{i,p}$ est le flux effectivement mesuré dans le pixel p de l’image i et $w_{i,p}$ est l’incertitude liée à cete mesure. Lorsque c’est le flux d’une SN Ia qui est mesuré, on fixe $f_i = 0$ pour les SNe Ia des images ayant été prises avant ou longtemps après l’explosion.

Le produit final de l’ajustement est donc le rapport entre le flux des SNe Ia et celui des autres étoiles présentes sur la même image (dites *tertiaires*). Le flux de ces dernières est obtenu par le même ajustement, à l’exception près qu’on fixe la contribution galactique G à 0.

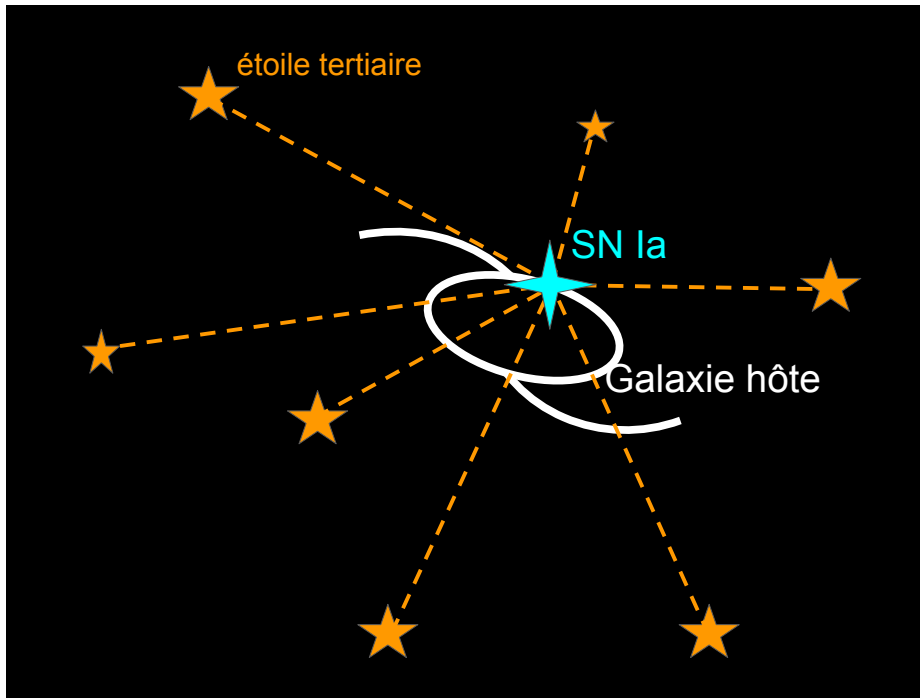


Figure 3.5 – Illustration du principe de la photométrie différentielle, où sur chaque image on calcule le rapport entre le flux mesuré de la SN Ia et le flux mesuré des étoiles tertiaires (en unités numériques). Le rapport entre le flux des étoiles tertiaires et les étoiles primaires et secondaires calibrées est obtenu plus tard, permettant de donner une valeur en unités physique du flux des tertiaires dans les images contenant une SN Ia, et donc d'étalonner le flux des SNe Ia.

En considérant que le flux des étoiles tertiaires est en moyenne stable avec le temps, on obtient une mesure de flux de la SN Ia directement relié au flux moyen d'un système standardisable.

3.6.3 Étalonnage des mesures

Le flux mesuré par un CCD est exprimé en unités de l'ADC qui a numérisé le signal (ADU⁹), or l'étude des SNe Ia nécessite l'estimation de quantités en unités physiques, typiquement des flux en erg/s/m^2 ¹⁰. La conversion directe nécessiterait une connaissance parfaite de la transmission de l'instrument, de l'efficacité quantique du CCD, et de la transmission de l'atmosphère, ce qui est en pratique extrêmement difficile à obtenir. Dans les faits, le rapport de flux entre les SNe Ia et les étoiles tertiaires présenté dans les sections précédentes permet de résoudre ce problème, il ne reste en effet qu'à étalonner le flux des étoiles tertiaires, supposé en moyenne constant. Pour ce faire, on effectue une campagne de calibration, en mesurant le flux des tertiaires et en le comparant au flux d'étoiles standard, dont le flux a été préalablement calibré en unités physiques (nous donnons les détails de cette calibration dans le chapitre 6). On connaît ainsi le flux émis par les étoiles tertiaires dans les images

⁹Analogic Digital Unit

¹⁰ $1\text{erg} = 10^{-7}\text{J}$

sur lesquelles se trouvent notre SN Ia en unités physiques, et comme nous avons accès au rapport entre le flux de ces étoiles et le flux de la SN Ia, on obtient le flux de la SN Ia en unités naturelles dans chaque image.

3.7 Les modèles spectrophotométriques

Pour comparer les SNe Ia entre elles, leurs flux doivent être exprimés de la même manière. La quantité habituellement utilisée comme base de standardisation pour toutes les SNe Ia est le flux dans la bande B du référentiel dans lequel la SN Ia est au repos au maximum de luminosité (t_0), soit :

$$\phi_B(t_0) = \int S(\lambda, t_0) \times T_B(\lambda) \times \frac{\lambda}{hc} d\lambda \quad (3.3)$$

Or, Une partie de l'analyse cosmologique des supernovae de type Ia consiste donc à obtenir le $\phi_B(t_0)$ pour toutes les SNe Ia d'un relevé grâce aux mesures de différents points de sa courbe de lumière dans différentes bandes spectrales en interpolant ces valeurs à $t = t_0$ et dans la bande B du référentiel propre à la SN Ia.

On peut modéliser à un instant t le flux φ_b (en e^-/m^2) d'une SN Ia de spectre $S(\lambda)$ (en $W/m^2/\text{\AA}$) à un redshift z dans son référentiel propre, mesuré par un télescope et une caméra dans une bande spectrale b ayant une transmission $T_b(\lambda)$ (en e^-/γ) comme :

$$\phi_b(t) = \int S(\lambda \times (1+z), t) \times T_b(\lambda) \times \frac{\lambda}{hc} d\lambda \quad (3.4)$$

où on a supposé que les variations de transmission de l'instrument avec le temps étaient faibles en comparaison du spectre de la SN Ia.

3.7.1 Interpolation des flux restframe

On peut utiliser les équations 3.4 et 3.3 pour montrer que l'on peut transférer une mesure de flux ϕ_b faite à l'aide d'un instrument T_b du référentiel de l'observateur en une mesure de flux ϕ_B faite à l'aide d'un instrument T_B dans le référentiel de la supernova de la manière suivante :

$$\phi_B = \phi_b \times \frac{\int S(\lambda, t) \times T_B(\lambda) \times \frac{\lambda}{hc} d\lambda}{\int S(\lambda \times (1+z), t) \times T_b(\lambda) \times \frac{\lambda}{hc} d\lambda} \quad (3.5)$$

Ce transfert est appelé *Correction K*. La valeur du facteur de correction dépend en principe du spectre de la SN Ia, qui n'est pas connu *a priori*, car si il l'avait été, la photométrie des SNe Ia aurait été inutile et les distances pourraient directement être extraites de ce dernier. La correction K dépend donc des incertitudes présentes sur le modèle de spectre utilisé pour la SN Ia (dont nous discutons de l'élaboration dans la suite). Cet impact dépend en réalité du chevauchement entre filtre de l'observateur et le filtre B dans le référentiel de la SN Ia. La

figure 3.6 illustre le phénomène. À bas redshift (3.6a) le chevauchement entre le filtre B dans le référentiel de l'observateur et celui du référentiel de la SN Ia (et donc la précision de la correction K) est très important. Ce chevauchement diminue au fur et à mesure que les SNe Ia sont observés à des redshifts importants, jusqu'à devenir presque nul vers $z = 0.25$ (3.6b). Mais dans ce cas, l'utilisation du filtre V par l'observateur permet un chevauchement presque parfait avec le filtre B de la SN Ia. Cette généralisation de la correction K , initialement utilisée pour deux bandes semblables (mis à part l'effet de redshift) a été pour la première fois introduite dans KIM et al. (1996). C'est en fait lorsque la bande B du référentiel de la SN Ia au repos se trouve entre deux bandes de l'observateur que le spectre a le plus d'impact sur la correction K . Plutôt que la précision sur le spectre de la SN Ia en lui-même c'est en réalité la précision sur la pente de ce dernier (la couleur) qui comptera, comme l'a montré P. NUGENT et al. (2002).

3.7.2 Modèles empiriques de courbes de lumière

Construire le diagramme de Hubble des SNe Ia nécessite donc de reconstruire le flux de toutes les SNe Ia dans une même bande restframe, le plus souvent la bande B au maximum de luminosité de la SN Ia, nécessitant une interpolation des données prises (tant en longueur d'onde qu'en temps), cette interpolation est produite à l'aide d'un modèle spectrophotométrique des SNe Ia. De plus, comme on l'a vu dans la section 2.8, pour réduire au mieux la dispersion des résidus du diagramme de Hubble, on doit également extraire des courbes de lumières des SNe Ia la couleur c et le facteur d'étirement s . Pour cela on utilise un modèle des courbes de lumières ayant également ces derniers comme paramètres libres, qui seront ajustés pour chaque SN Ia à des données échantillonnant arbitrairement l'espace phase - fréquence.

a SALT2

Un exemple de modèle spectrophotométrique largement utilisé pour la mesure du diagramme de Hubble des SNe Ia est le modèle SALT2 (GUY et al., 2007), que nous allons détailler tel qu'utilisé dans le cadre de l'analyse JLA (BETOULE et al., 2014). SALT2 paramétrise la distribution spectrale en énergie (SED) d'une SN Ia dans son référentiel au repos de la manière suivante :

$$F(\text{SN}, p, \lambda) = X_0 \times [M_0(p, \lambda) + X_1 M_1(p, \lambda)] \times \exp[cCL(\lambda)] \quad (3.6)$$

où p et λ sont respectivement le temps depuis la date du maximum de luminosité dans la bande B (la phase) et la longueur d'onde dans le référentiel de la SN Ia. M_0 est le spectre moyen des SNe Ia, tandis que M_1 est un composant décrivant principalement la variabilité du spectre avec le facteur d'étirement des SNe Ia. $CL(\lambda)$ représente la loi de correction du spectre due à la couleur c de chaque SN Ia. Enfin, x_0 est la normalisation du spectre de la SN Ia et x_1 peut être relié à son facteur d'étirement s ou encore à son taux de décroissance

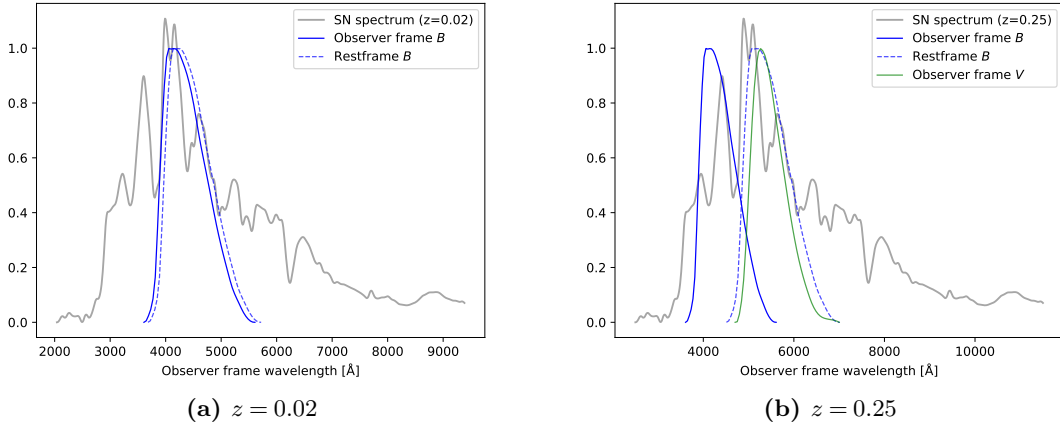


Figure 3.6 – Spectres de SNe Ia à (a) $z = 0.02$ et (b) $z = 0.25$ et courbes de transmission des filtres B et V dans le référentiel de l’observateur (traits pleins) et dans le référentiel de la SN Ia (tirets).

Δm_{15} (voir [GUY et al. \(2007\)](#) section 5). M_0 et M_1 sont décomposés sur une base de splines bidimensionnelles du troisième ordre de dimension 10×120 (10 pour l’axe des temps, 120 pour l’axe en longueur d’onde) pour M_0 et 10×60 pour M_1 . $CL(\lambda)$ est également commun à toutes les SNe Ia et est décrit par un polynôme du troisième degré. $M_0(\lambda)$, $M_1(\lambda)$ et $CL(\lambda)$ sont empiriques et doivent être déterminés sur les données : c’est ce qu’on appelle l’entraînement du modèle spectrophotométrique. Les paramètres x_0 , x_1 et c sont en revanche spécifiques à chaque SN Ia.

Ce modèle spectrophotométrique des SNe Ia a besoin d’être entraîné sur des données de qualité, notamment pour contraindre les paramètres de $M_0(\lambda)$, $M_1(\lambda)$ et $CL(\lambda)$ entre 200nm et 920nm. Pour ce faire, le modèle est entraîné sur des données photométriques et spectroscopiques. Comme **SALT2** ne modélise pas directement des distances, il suffit simplement que les SNe Ia de son lot d’entraînement soient bien mesurées, incluant les SNe Ia très proches ne faisant pas partie du flot de Hubble, mais également les SNe Ia à haut redshift, pour lesquelles aucun autre estimateur ne peut évaluer la distance. Dans [BETOULE et al. \(2014\)](#) le lot d’entraînement de **SALT2** contient des données photométriques (courbes de lumières) et spectroscopiques (spectres) d’environ 400 SNe Ia en provenance des relevés SDSS et SNLS et d’une miriade de relevés à bas redshift. Dans les deux cas les SNe sont sélectionnées pour faire partie du lot d’entraînement en fonction de leur redshift pour éviter les biais de sélection (que nous évoquerons plus tard), en fonction de la qualité des courbes de lumière décrite par l’incertitude sur la date du maximum de luminosité de la SN Ia ou sur le facteur d’étirement, et enfin en fonction de l’écart des paramètres de la courbe de lumière (couleur et facteur d’étirement) par rapport à la supernova "moyenne" pour éliminer les événements particuliers.

L’intérêt d’un entraînement effectué avec des SNe Ia à haut redshift réside dans le fait que le spectre dans la bande U de la SN Ia peut être contraint grâce à des données spectroscopiques dans une bande plus rouge de l’observateur, évitant ainsi l’importante incertitude sur l’absorption de l’atmosphère dans l’ultra-violet. Cette partie du spectre est essentielle lors de l’analyse de SNe Ia très lointains ($z > 0.8$). De plus, entraîner le modèle

sur des SNe Ia à haut redshift permet d'étudier d'éventuelles variations de leur comportement en fonction du redshift.

Une fois le modèle entraîné, on a accès aux coordonnées m_B^* , x_1 et c pour chaque SN Ia du lot d'analyse cosmologique, ainsi qu'une surface M_0, M_1 et à la loi de couleur décrivant le comportement général de la famille d'événements, permettant de dériver les distances de luminosité de chacune d'elles.

On note que le modèle ne constitue pas une description complète des données. Ainsi, après ajustement, la variabilité résiduelle ne peut être expliquée par les seules erreurs de mesure. Un second modèle, dit "modèle d'erreur", est ajusté aux résidus pour prendre en compte cette variabilité résiduelle. Ce modèle d'erreur est alors utilisé pour repérer les mesures dans le premier ajustement de manière à ne pas attribuer un poids élevé à des mesures pour lesquelles le modèle est incertain et à ne pas sous-estimer les incertitudes sur les paramètres ajustés du modèle.

3.7.3 Estimation des distances

À partir des paramètres mesurés sur chaque supernova, il est possible de reconstruire un estimateur de leur distance, grâce aux corrélations évoquées dans 2.8, de la manière suivante :

$$\mu = m_B^* + \alpha x_1 - \beta c - \mathcal{M} \quad (3.7)$$

où μ est le module de distance, tel que $\mu = 5 \log_{10}(d_L)$. α , β , et \mathcal{M} sont des paramètres de nuisance dans l'estimation de distance et représentent respectivement les relations de *brighter-slower*, *brighter-bluer* et la magnitude absolue moyenne des SNe Ia dans la bande B de leur référentiel à la détermination de H_0 près ($\mathcal{M} = M_B + 5 \log_{10} H_0$ ¹¹). Ces paramètres sont ajustés en même temps que la cosmologie (contenue dans μ).

3.8 Sources d'incertitudes

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, la détermination des paramètres cosmologiques tels que le paramètre d'état de l'énergie noire w dépend principalement de la différence entre la distance moyenne des SNe Ia à bas redshift, et celle des SNe Ia à haut redshift. Ainsi une incertitude sur les distances obtenues sur les SNe Ia implique directement une incertitude sur les paramètres cosmologiques. Qui plus est, un biais sur les distances dépendant du redshift impliquerait une erreur directe sur l'estimation des paramètres cosmologiques. On liste ici les principales sources d'incertitudes statistiques et systématiques associées à l'analyse cosmologique des SNe Ia.

¹¹Les SNe Ia mesurant des rapports de distance, leur luminosité absolue est inconnue à un facteur de H_0 près.

3.8.1 Statistiques

Les incertitudes statistiques présentent un impact du fait que le nombre de SNe Ia utilisées dans les analyses cosmologiques n'est pas infini et des incertitudes de mesure, et cause ainsi une dispersion des modules de distances du diagramme de Hubble, limitant la précision de l'ajustement d'une cosmologie à ce dernier. On range dans cette catégorie différentes sources ayant toutes comme point commun le fait que leur incertitude globale diminue avec le nombre de SNe Ia mesurées.

a Bruit de photons et de lecture

La mesure d'un flux de photons implique un bruit de grenaille, pouvant être modélisé par un processus de Poisson. Ainsi, la variance du nombre de photons mesurés dans le CCD est égale à sa valeur moyenne ($var(N_\gamma) = \langle N_\gamma \rangle$). Or, lorsque l'on veut mesurer le flux d'une SN Ia ϕ_{SN} , on mesure en réalité la somme de ce dernier additionnée au fond de ciel ϕ_{back} et à la contribution de la galaxie hôte ϕ_{host} . Le rapport signal/bruit lors de la mesure du flux d'une SN Ia est ainsi :

$$S/N \equiv \frac{\phi_{\text{SN}}}{\sqrt{var(f)}} \quad (3.8)$$

$$\equiv \frac{\phi_{\text{SN}}}{\sqrt{\phi_{\text{SN}} + \phi_{\text{back}} + \phi_{\text{host}}}} \quad (3.9)$$

Le rapport signal sur bruit évolue ainsi théoriquement comme la racine du temps d'exposition si les contributions du fond de ciel et de la galaxie hôte sont faibles en comparaison du flux de la SN Ia (SNe Ia proches), ce n'est en revanche plus le cas pour les supernovae lointaines, moins brillantes, et dans des galaxies de taille angulaire apparente plus faible.

Au bruit de photons on peut également ajouter le bruit de lecture, ce dernier est un bruit expérimental et dépend du capteur utilisé, de son électronique et de sa vitesse de lecture (si un CCD est lu rapidement le bruit de lecture sera plus important). Il ne dépend pas du flux mesuré. Ici, plus le flux de la supernova est important, plus la contribution du bruit de lecture est faible, favorisant ainsi des temps d'exposition plutôt longs.

b Incertitude sur la vitesse particulière des SNe Ia

Comme on l'a déjà abordé dans le chapitre 1, le redshift mesuré pour une SN Ia est une combinaison de la vitesse d'éloignement dû à la loi de Hubble ainsi que de la vitesse particulière de l'objet. Cette dernière possède en effet une dispersion typique $\sigma_v \sim 300\text{km/s}$, dont l'impact augmente quand le redshift diminue. Dans l'approximation d'un redshift faible,

ayant donc $\mu \sim 5 \log(cz/H_0)$ on peut propager cette incertitude sur la vitesse particulière en une incertitude sur le module de distance comme :

$$\sigma_{\mu|z} = \frac{5\sigma_v}{cz \log(10)}. \quad (3.10)$$

Ceci donne lieu à une incertitude sur le module de distance d'une SN Ia située à un redshift $z = 0.01$ de 0.1mag. Les SNe Ia de redshift $z < 0.01$ sont exclues de l'analyse cosmologique pour cette raison.

c Le lentillage gravitationnel

Les variations de densité dans l'univers donnent également lieu à une déviation des rayons émis par des sources comme les SNe Ia par la matière présente sur la ligne de visée, on appelle ce phénomène le lentillage gravitationnel. En fonction de la distribution de matière sur la ligne de visée, un observateur peut mesurer un flux plus important que ce qu'il aurait été sans matière grâce à une convergence des rayons, c'est la *magnification*, ou au contraire mesurer un flux plus faible à cause d'une divergence des rayons, c'est la *dé-magnification*. Cela donne donc lieu à une incertitude supplémentaire sur les flux mesurés, et donc sur la distance inférée des supernovae. De plus, cette incertitude augmente avec la quantité de matière possible sur la ligne de visée, et donc avec le redshift. Ainsi la valeur de $\sigma_{\text{lens}} = 0.055 \times z$ est suggérée par JÖNSSON et al. (2010).

d Dispersion intrinsèque résiduelle de la magnitude des SNe Ia

Une fois toutes les sources d'incertitude statistique prises en compte, il reste une dispersion intrinsèque de la luminosité absolue des SNe Ia non incluse dans la paramétrisation des modèles spectrophotométriques. Une valeur de 14% est obtenue des résidus au diagramme de Hubble. C'est cette dispersion intrinsèque qui est aujourd'hui la plus grande source d'incertitude statistique et qui motive la mise en place de nouveaux relevés de supernovae de type Ia pour contraindre de manière efficace les paramètres cosmologiques.

Par ailleurs, les modèles récents de de SN Ia peuvent donner des valeurs de l'ordre de 10% (e.g. SNEMO (SAUNDERS et al., 2018) et SUGAR (Léget et al. in prep). De son côté l'étude de paires de SNe Ia jumelles (spectres au maximum similaires) mesurées avec la SNfactory montre que ces dernières ont une dispersion de 8%.

3.8.2 Systématiques

La particularité des incertitudes systématiques est qu'elles sont une source d'erreur et de biais dans la cosmologie, et que l'augmentation du nombre de SNe Ia utilisées dans l'analyse

ne permet pas de réduire directement leur effet. Elles impliquent le plus souvent un éventuel biais dans l'estimation des modules de distance des SNe Ia qui dépend du redshift, ayant ainsi un impact fort sur la détermination des paramètres cosmologiques.

a Erreurs de modélisation

Incertitudes du modèle spectrophotométrique

Les données disponibles pour l'entraînement du modèle spectrophotométrique SALT2 ne couvrent pas l'ensemble de l'espace des phases et sont associées à une dispersion intrinsèque que l'on modélise en fonction de la longueur d'onde. Cela pose le problème de savoir si l'entraînement du modèle permet une évaluation non-biaisée des vrais paramètres. Dans le cas de SALT2, MOSHER et al. (2014) a montré à l'aide de simulations que dans le cas d'un lot d'entraînement "idéal" (espace des phases finement échantillonné) et d'un lot de test idéal on était en mesure de retrouver les paramètres d'entrée de la simulation. Ce n'est en revanche pas le cas lorsque l'on utilise un lot d'entraînement et de test réaliste d'une analyse cosmologique comme JLA : l'entraînement échoue à retrouver les paramètres d'entrée de la simulation (particulièrement dans l'UV), ce qui conduit à une incertitude du modèle spectrophotométrique et donc une incertitude sur l'évaluation des distances, évaluée dans MOSHER et al. (2014) à environ 0.03mag. La diminution de cette incertitude passerait par l'obtention de lots d'entraînement plus importants et échantillonnant mieux l'espace des phases, surtout dans des régions aujourd'hui peu contraintes.

Dépendance environnementale

Comme décrit dans la section précédente, la luminosité intrinsèque semble dépendre de ses caractéristiques environnementales. Comme ces dernières varient en fonction du redshift, ne pas corriger cette dépendance implique un biais dans l'estimation des paramètres cosmologiques. Les analyses cosmologiques récentes comme JLA corrigent la luminosité intrinsèque du mass step en ajoutant à l'estimateur de distance 3.7 un terme Δ_M représentant la différence de magnitude absolue entre les SNe Ia contenues dans des galaxies de masse stellaire inférieure à $10^{10}M_\odot$ ¹² et les autres :

$$\mu = m_B^* + \alpha x_1 - \beta c - M_B + \Pi_M \Delta_M \quad (3.11)$$

avec $\Pi_M = 0$ pour les SNe Ia dont l'hôte a une masse inférieure à $10^{10}M_\odot$, et 1 sinon.

Cependant les études récentes tendent à montrer que la masse stellaire n'est pas la bonne variable explicative, préférant des variables locales comme le LsSFR. RIGAUULT et al. (2018) fait ainsi état d'un biais de 3% dans l'estimation du paramètre w_0 de l'équation d'état de l'énergie noire dans le cas d'une analyse cosmologique de prochaine génération (ZTF + LSST + Euclid) n'implémentant que la correction d'un mass step constant avec le redshift.

¹²Masses solaires

b Systématiques instrumentales

Biais de Malmquist

Dans l'analyse d'un relevé de SNe Ia, qui plus est limité en flux, la sélection des événements mène à l'apparition d'un biais de sélection, principalement dû au fait que les objets intrinsèquement plus brillants sont plus facilement sélectionnés que les autres, on nomme ce biais le biais de Malmquist. Ce dernier est théoriquement corrigé lors de l'analyse en comparant les modules de distances ajustés pour des lots de SNe Ia simulés avec les valeurs en entrée de simulation. Mais la sélection des événements est un procédé complexe faisant appel en particulier à des décisions humaines, lesquelles sont difficiles à simuler. La correction du biais de Malmquist est donc affublée d'une incertitude qui dépend de la complexité de la stratégie de sélection utilisée, et donc du relevé.

Extinction sur la ligne de visée

Toutes les mesures de flux doivent être corrigées de l'extinction due aux poussières dans la Voie Lactée. Cette dernière a été historiquement caractérisée par [CARDELLI et al. \(1989\)](#) en comparant la couleur apparentes d'étoiles de même type spectral mais à des lignes de visée différentes.

Des cartes de profondeurs optiques de poussières ont ensuite été établies grâce aux données infrarouge d'avant-plan des relevés de caractérisation du fond diffus cosmologiques (citetCardelli1989 avec les données de COBE). La conversion entre la profondeur optique de poussières et l'extinction est faite à une précision de l'ordre de 10%.

Incertitudes de calibration

La dernière contribution majeure à l'incertitude systématique globale sur les modules de distance des SNe Ia réside dans la calibration des mesures. On peut résumer cette calibration en deux jeux de paramètres : le premier étant la normalisation des bandes spectrales utilisées dans le relevé (les points zéro), la deuxième étant la longueur d'onde moyenne de chaque filtre, donnant une information sur la forme de ce dernier. La stratégie actuelle de calibration du point zéro, qui sera décrite dans le chapitre 6, donne lieu à une incertitude relative sur la normalisation de chaque bande passante d'environ 5mmag.

Le problème étant que les SNe Ia sont observées dans des bandes différentes à bas et à haut redshift. Une erreur de 5mmag sur la normalisation de la bande passante bleue par rapport à une bande passante infrarouge se traduit d'une part par une erreur équivalente sur la magnitude bleue restframe d'une SN Ia proche par rapport à une SN Ia lointaine, mais fausse également l'entraînement du modèle spectrophotométrique, biaisant ainsi les couleurs restframe reconstruites, donnant lieu à une incertitude de 2% sur les modules de distances ($0.5 \times (1 + 3)$, étant donné que $\beta \sim 3$) entre $z = 0$ et $z = 1$ soit un biais sur le paramètre d'état de l'énergie noire de 4%. Nous décrivons en détail l'impact des incertitudes de calibration sur l'estimation des paramètres cosmologique dans le chapitre 5.

3.8.3 Importance relative des différentes sources d'incertitude

On compare dans cette section l'impact de chacune des incertitudes décrites précédemment sur les performances de l'analyse JLA (BETOULE et al., 2014), et notamment sur l'incertitude totale de Ω_m . Les contributions principales sont résumées Table 3.1.

On remarque que les incertitudes statistiques représente 51.6% de l'incertitude totale sur Ω_m et sont donc majoritaire. Ce constat motive l'organisation de nouveaux relevés de SNe Ia comme le Large Synoptic Survey Telescope (LSST) au Chili. Nous détaillons dans le chapitre suivant comment LSST pourra drastiquement augmenter la population du diagramme de Hubble des SNe Ia, et par la même réduire la contribution de la statistique à l'incertitude totale sur les paramètres cosmologique.

L'incertitude sur la calibration est la principale source de systématiques dans JLA, représentant 76% de ces dernières, et 37% de l'incertitude totale sur la détermination du paramètre Ω_m . Avec l'augmentation drastique de la statistique promise par les relevés de nouvelle génération comme LSST, la calibration sera vraisemblablement le facteur limitant lors la détermination des paramètres cosmologiques avec les supernovae de type Ia. Nous évaluons plus précisément son impact dans le chapitre 5 dans le cadre de LSST.

Tableau 3.1 – Contributions de chacune des sources d'incertitudes dans le bilan total de l'incertitude sur Ω_m , tirées de BETOULE et al. (2014).

Sources d'incertitude	$\sigma_x(\Omega_m)$	% de $\sigma^2(\Omega_m)$
Calibration	0.0203	36.7
Extinction de la Voie Lactée	0.0072	4.6
Modèle de courbe de lumière	0.0069	4.3
Biais de sélection	0.0040	1.4
Relation environnementale	0.0038	1.3
Stat	0.0241	51.6

4

L'EXPÉRIENCE LSST

Sommaire

4.1	Les principales composantes du relevé	62
4.1.1	Lentillage gravitationnel faible et amas de galaxies	62
4.1.2	BAO	62
4.1.3	Les SNe Ia	63
4.2	Détails des éléments de l'expérience	64
4.2.1	Le télescope	64
4.2.2	La caméra	65
4.2.3	Les filtres	65
4.2.4	Stratégie de prise de données	66
4.3	Spécificités du relevé SN	66
4.3.1	La composante profonde du relevé	66
4.3.2	Cadence	67
4.3.3	Nombre de SNe Ia et perspectives	68

Le prochain grand relevé de SNe Ia sera effectué par le Large Synoptic Survey Telescope (LSST¹). Ce dernier a pour but de produire l'image la plus vaste et profonde de l'univers dans le domaine visible en observant régulièrement la totalité du ciel accessible. Cette technique d'observation convient ainsi parfaitement à la création de courbes de lumières de SNe Ia mais les objectifs scientifiques de LSST sont diverses : en plus de l'étude de la matière noire et de l'énergie noire, le projet LSST a pour but de dresser un inventaire des divers corps présents dans le système solaire (notamment les géocroiseurs), la recherche et l'observation d'événements transitoires dans l'optique, dont d'éventuelles contreparties optiques de collisions de trous noirs et d'étoiles à neutrons, en réponse aux alertes lancées par les expériences LIGO² et Virgo³ et enfin effectuer une cartographie de la Voie Lactée dans le domaine visible.

Nous nous concentrons dans ce travail sur la composante "Énergie et matière noire" de LSST et une grande partie des informations présentes dans ce chapitre proviennent de [IVEZIĆ et al. \(2008\)](#).

Il est également à noter que certaines spécificités du relevé sont encore en discussion, et sont donc susceptibles de changer d'ici le démarrage du relevé fin 2022. Le relevé est prévu pour une durée de 10 ans avec avant cela une période d'un an destinée à la vérification du bon fonctionnement des systèmes.

¹<https://www.lsst.org/>

²<https://www.ligo.caltech.edu/>

³<http://public.virgo-gw.eu>

4.1 Les principales composantes du relevé

LSST a été conçu pour pouvoir utiliser plusieurs sondes pour contraindre les paramètres cosmologiques grâce à l'énorme volume d'univers observé ainsi que la qualité de la photométrie et des mesures de formes qu'il fournira. Les différentes incertitudes systématiques associées à ces sondes peuvent être intercalibrées en combinant ces dernières.

Les principales sondes cosmologiques dans le cadre de LSST sont le lentillage gravitationnel faible, les amas de galaxies, les BAO et les supernovae de type Ia.

4.1.1 Lentillage gravitationnel faible et amas de galaxies

Le lentillage gravitationnel produit un effet de cisaillement de la forme apparente des galaxies, le "*cosmic shear*". Mesurer ce dernier en fonction du redshift permet de sonder la distribution de masse en fonction du redshift et ainsi sonder en même temps l'expansion de l'univers et la croissance des structures qui le composent, toutes deux sensibles à la répartition du contenu énergétique de l'univers. La mesure du cosmic shear permet de contraindre le spectre de puissance de la matière dans différents intervalles de redshift tels que $z < 3$. La principale difficulté d'une telle analyse est que le cisaillement provoqué par le lentillage gravitationnel est très subtil, et une modélisation fine de la PSF associée à chaque image est nécessaire.

En produisant un catalogue des coordonnées, du redshift et du flux émis par une vingtaine de milliards de galaxies, LSST sera à même d'étudier leur répartition dans l'univers. Ces données apporteront une information sur la croissance des structures dans l'Univers, pouvant être comparée à des simulations. Ces simulations restent difficiles à réaliser, impliquant une modélisation non-linéaire aux grandes échelles et des processus complexes comme la modélisation de la physique des baryons aux petites échelles.

Enfin, ce catalogue permettra de tester la validité du *Principe cosmologique*, en mesurant l'isotropie et l'homogénéité de l'univers.

4.1.2 BAO

Parmi les mesures pouvant être réalisées à partir d'un tel catalogue on retrouve les oscillations acoustiques de baryons, dont la contrainte qu'elles apportent sur la cosmologie et plus particulièrement l'énergie noire a été abordée dans le premier chapitre.

Pour l'étude du lentillage gravitationnel ainsi que l'étude des grandes structures de l'Univers et des BAO, une estimation du redshift de chaque objet est nécessaire. Or le nombre d'objets à caractériser de même que le fait que beaucoup seront éloignés et donc de faible luminosité apparente rend impossible l'obtention d'un redshift spectroscopique pour la totalité ou partie de ce catalogue.

Pour obtenir une estimation du redshift on utilisera les mesures effectuées dans au moins 5 bandes spectrales, et, au moyen d'une hypothèse de modèle du spectre de chaque objet, on estime le redshift photométrique à partir du rapport des flux mesurés dans chaque bande. Cette méthode ne permettra toutefois pas d'obtenir des redshifts à une précision équivalente au redshift spectroscopique (10^{-4} pour le redshift spectroscopique contre $\sim 1\%$ pour le redshift photométrique). L'analyse des BAO pouvant être réalisée avec les données de LSST sera ainsi moins performante que celle produite avec les données de DESI, qui mesurera des redshifts spectroscopiques.

4.1.3 Les SNe Ia

La faculté que LSST aura de scanner la totalité du ciel de manière régulière dans différentes bandes passantes convient parfaitement à la stratégie de rolling search des SNe Ia telle qu'elle a été évoquée dans le chapitre précédent. LSST pourra donc sonder un grand volume d'univers et accumuler les données nécessaires à la construction de courbes de lumières multibandes pour un très grand nombre de SNe Ia.

Le principal prérequis sur la stratégie d'observation de LSST pour que les courbes de lumière des SNe Ia délivrées soient utilisables dans une analyse cosmologique est que le télescope observe la même zone du ciel dans différents filtres avec une période de l'ordre de quelques jours pour pouvoir contraindre les différents paramètres de chaque SN Ia, dont notamment son maximum de luminosité. L'autre point qui demandera une attention particulière lors de l'analyse est qu'il sera impossible d'effectuer un suivi spectroscopique des SNe Ia. Dans ces conditions, leur redshift sera obtenu a posteriori par spectroscopie des galaxies hôtes mais leur classification reste un défi. Les solutions actuellement en discussion évoquent l'utilisation d'autre grands relevés spectroscopiques pour obtenir le spectre du plus de SNe Ia possible (environ 10% du nombre total de SNe Ia), mais aussi la mise en place d'outils de machine learning permettant de classer les supernovae grâce aux seules données photométriques (de la même manière que l'obtention du redshift photométrique), en utilisant les données spectroscopiques acquises comme lot d'entraînement.

Un des problèmes associés à cette approche est que le lot de données spectroscopiques sur lesquelles ces modèles seraient entraînés est de très petite taille en comparaison du nombre de SNe Ia qu'il faudra caractériser.

4.2 Détails des éléments de l'expérience

4.2.1 Le télescope

Dans un souci de compacité permettant de réduire les contraintes mécaniques générés par les nombreux pointés que fera LSST, le télescope est composé de trois miroirs : la lumière incidente est collectée par un miroir primaire annulaire de 8.4m (M1) de diamètre extérieur et de 5m de diamètre intérieur, donnant une surface de collection de lumière équivalente à celle d'un miroir plein d'environ 6.4m de diamètre.

Les rayons sont ensuite dirigés sur un miroir convexe de 3.4m de diamètre (M2), puis vers un miroir concave de 5m de diamètre complémentaire au miroir primaire (M3).

Ce dernier dirige les rayons vers trois lentilles corrigeant les aberrations chromatiques et aplatisant l'image au niveau du plan focal. Les miroirs M1 et M3 sont fabriqués dans un seul et même substrat.

Le complexe abritant le télescope est en construction sur le sommet du mont Cerro Pachón (voir figure 4.1 dans le nord du Chili (latitude : $30^{\circ} 14' 40.68''$ Sud ; longitude : $70^{\circ} 44' 57.90''$ Ouest, altitude : 2652 m). Le bâtiment comprend également des installations permettant de refaire le coating des miroirs ainsi qu'une chambre propre pour entretenir la camera.

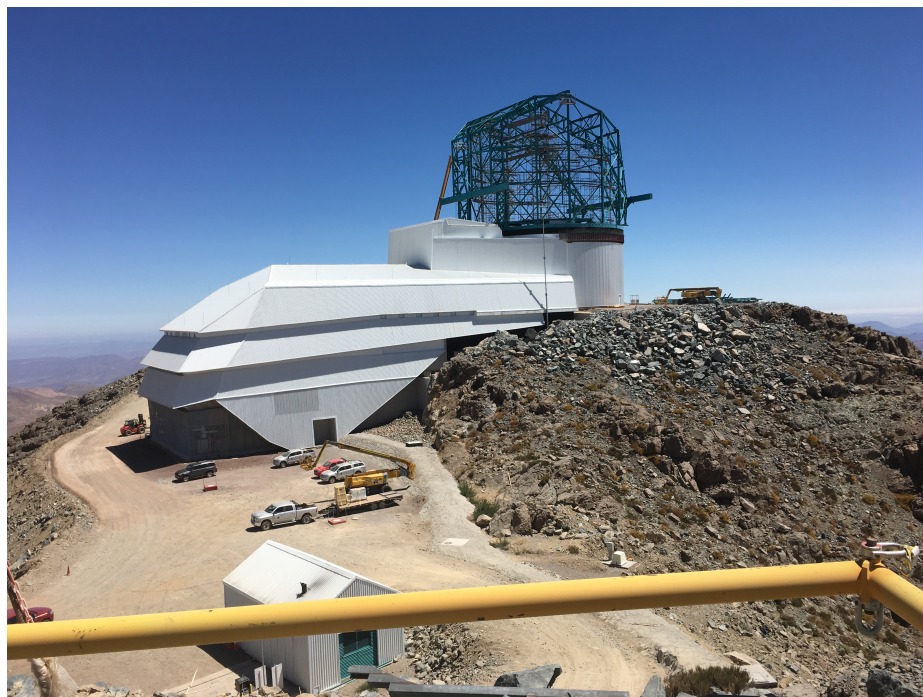


Figure 4.1 – Photographie du bâtiment abritant LSST datant de mars 2019. Le dôme en lui même abritant le télescope et en construction.

4.2.2 La caméra

La caméra qui sera utilisée par LSST est un plan focal plat de 3.2 Gigapixel, répartis en 189 CCDs $4k \times 4K$ composés de pixels de $10\mu m \times 10\mu m$ (voir Figure 4.2 pour un diamètre total de 64 cm. Le champ total de la caméra est de 9.6deg^2 , chaque pixel ayant ainsi une taille angulaire de $0.2 \times 0.2 \text{ arcsec}^2$. Les CCDs sont maintenus à une température de 173 K. Les CCDs sont rassemblés dans des "rafts" 3×3 conçus pour être retirés facilement du plan focal si nécessaire. Chacun des 21 rafts accueillera 3 cartes électroniques (REB) qui paralléliseront la lecture des CCDs en canaux de un million de pixels chacun.

Cette parallélisation permet une lecture du plan focal entier en 2 secondes, une vitesse de lecture importante étant nécessaire à la réalisation de la haute cadence promise par LSST. Pour que cette vitesse de lecture soit atteinte sans que la qualité des mesures ne soit impactée, des circuits intégrés dédiés ont été développés au LPNHE, les ASPIC (Analog Signal Processing Integrated Circuit, (ANTILOGUS et al., 2017)), permettant de lire les CCDs avec une linéarité meilleure que 0.1%, un bruit inférieur à 3 électrons et une contamination inter-canaux inférieure à 0.02%.

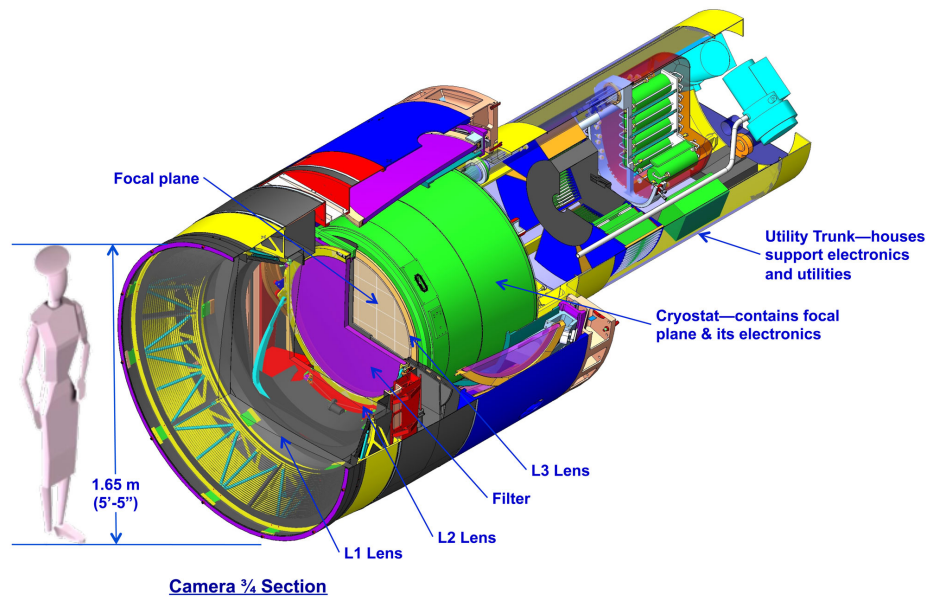


Figure 4.2 – Vue en coupe de la caméra de LSST

4.2.3 Les filtres

Le corps de la caméra contient aussi un obturateur mécanique et un carroussel pouvant tenir 5 des 6 larges filtres optiques de LSST *ugrizy* dont on peut voir les courbes de transmission sur la Figure 4.3. Ce système permet de changer un filtre en 2 minutes : à titre de comparaison avec un télescope de dimensions similaires, le temps nécessaire pour changer un filtre sur

la caméra Hyper Suprime-Cam⁴ du télescope Subaru⁵ est de l'ordre de 30 minutes. Ainsi un changement de filtre implique une perte d'environ 5% du temps d'observation de la nuit au lieu de 0.3% dans le cas présent. Cela permet de pouvoir changer de nombreuses fois de filtres dans une seule nuit, permettant la mesure de couleurs en une seule nuit ainsi que l'élaboration de courbes de lumières mieux échantillonnées dans chaque bande spectrale. Le sixième filtre peut, lui, remplacer n'importe lequel des 5 autres lors d'une manoeuvre pouvant être accomplie durant la journée.

4.2.4 Stratégie de prise de données

Les conditions de la prise de données de LSST sont présentées dans le Science Requirements Document (SRD) (IVEZIĆ et THE LSST SCIENCE COLLABORATION, 2011), qui décrit les prérequis et les stratégies d'observation permettant la réalisation des objectifs scientifiques. Chaque visite du télescope sera associée à un temps d'exposition de 30 secondes pour réduire l'impact du bruit de lecture. Ce temps total d'exposition est divisé en deux images de 15 secondes, afin de rejeter efficacement les rayons cosmiques.

Chaque champ sera par ailleurs observé au moins deux fois au cours d'une même nuit pour améliorer la détectabilité d'événements transitoires rapides.

4.3 Spécificités du relevé SN

4.3.1 La composante profonde du relevé

À la composante Wide Fast Deep (WFD) du relevé, qui correspondra à environ 90% du temps d'observation de LSST, s'ajoute une composante très profonde constituée pointés récurrents de 5 à 10 champs distincts (50deg^2 - 100deg^2) avec des temps d'exposition intégrés de plusieurs centaines de secondes par visite. L'observation de ces champs appelés "Deep Drilling Fields" (DDF), représente de l'ordre de 10% du temps total d'observation. Cette composante est d'une importance capitale pour la complétude du relevé SN Ia de LSST car elle permettra de mesurer avec précision le flux émis par les SNe Ia explosant entre $z \sim 0.4$ et $z \sim 0.9$, ces données étant nécessaires au bras de levier de l'évolution des distances en fonction du redshift.

Aux redshifts visés par cette composante, seules les bandes *rizy* seront utilisées, les bandes bleues ne mesurant quasiment aucun flux.

⁴<https://www.naoj.org/Projects/HSC/>

⁵<https://subarutelescope.org/>

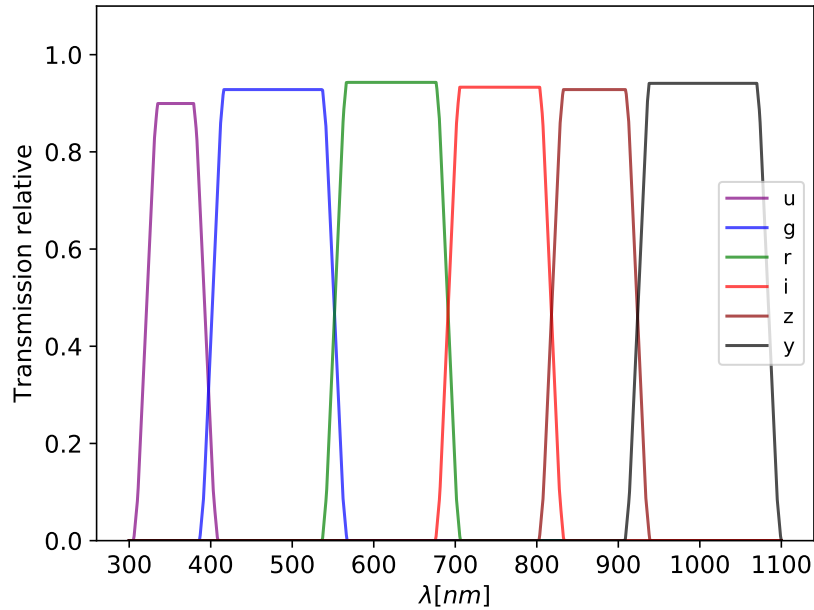


Figure 4.3 – Courbe de transmission des filtres interférométriques qui seront utilisés par LSST.

En termes d'expériences passées, on peut assimiler la composante WFD au relevé de SNe Ia de SDSS et la composante DDF au relevé de SNe Ia de SNLS.

4.3.2 Cadence

Plusieurs stratégies d'observation différentes ont été présentées et étudiées en détail dans [LOCHNER et al. \(2018\)](#) (WFD) et [SCOLNIC, LOCHNER et al. \(2018\)](#) (DDF), donnant chacune lieu à différentes cadences d'observation. Nous rappelons ici que la valeur de cette dernière, représentant l'écart moyen en jours entre deux visites successives d'un même champ dans un même filtre, impose une contrainte importante sur la qualité des courbes de lumière des SNe Ia observées, de la distance qu'on en dérive et ainsi de la précision des paramètres cosmologiques obtenus.

Parmi les différentes classes de stratégies existantes, nous prenons comme exemple les cadences basées sur le LSST Operation Simulator ([OpSim](#), [DELGADO et al. \(2014\)](#)), un outil de simulation développé par le projet LSST, ainsi que les cadences basées sur l'outil de simulation [Altsched](#), proposé par [ROTHCHILD et al. \(2019\)](#).

Les paramètres clefs dans l'élaboration de ces différentes stratégies sont :

- *Allocation globale des filtres* : Dans le cas de [OpSim](#), la fraction du temps total "obturateur ouvert" pour les bandes *u*, *g*, *r*, *i*, *z* et *y* sont respectivement de $\sim 7\%$, 10% , 22% , 22% , 21% et 18% . Dans le cas de [Altsched](#), en raison des faibles performances attendues dans la bande *y* (faible transmission de l'instrument et brillance du ciel

élevée), la moitié du temps d'observation alloué à cette dernière est répartie entre les autres bandes, donnant lieu à la répartition de 9%, 11%, 28%, 18% 26% et 9%.

- *Changements de filtre au cours d'une nuit* : Les stratégies basées sur **OpSim** essaient presque systématiquement de réduire le nombre de changements de filtres pour économiser le temps de l'opération au cours de la nuit. De son côté, **Altsched** observe des zones connexes proches du méridien par groupe. Une fois un groupe d'observations achevé, il scanne à nouveau le groupe mais cette fois dans un filtre différent, augmentant à l'occasion le nombre de changements de filtres.
- *Stratégie de la deuxième visite* : Comme on l'a vu dans la sous-section 4.2.4, une deuxième visite de tous les champs est prévue au cours de chaque nuit. Dans le cas de **OpSim**, cette deuxième visite est presque systématiquement effectuée dans le même filtre que la première, alors qu'elle s'effectue dans un filtre différent pour **Altsched**. La stratégie de **Altsched** se justifie particulièrement bien dans le cas des SNe Ia : en effet le flux de ces dernières n'évolue significativement que sur des échelles de temps de l'ordre de 1 à 2 jours. Dans ces conditions, la première et la deuxième visite ne peuvent être comptées que comme une seule lors du calcul de la cadence moyenne si elle sont effectuées en utilisant le même filtre.
- *Écarts entre deux visites* : Lors d'une analyse cosmologique, l'absence de données dans une même bande spectrale pendant un temps long peut dégrader fortement la qualité des courbes de lumières des SNe Ia, allant jusqu'à la rendre inutilisable pour les SNe Ia dont le pic de luminosité se trouve dans ce trou. L'évaluation de la qualité d'une cadence d'observation passe donc également par l'estimation de la fraction des écarts entre deux visites dans une même bande dépassant 15 jours.

Dans les faits, la cadence moyenne par filtre avec la stratégie **Altsched** est en moyenne 2 fois meilleure que la cadence obtenue avec la stratégie de **OpSim** (des valeurs précises pourront être trouvées dans le tableau 5.1 du chapitre suivant).

De plus, la fraction d'écart supérieur à 15 jours entre deux observations successives dans une même bande est inférieure à 10% pour toutes les stratégies dérivées de **Altsched**, alors qu'elle atteint 20% dans les meilleurs cas pour **OpSim**, et dépasse souvent les 30%.

Il faut noter qu'à l'heure de la rédaction de cette thèse, **OpSim** est capable d'émuler une stratégie de type "**Altsched**", améliorant de fait sa compétitivité. Ces mise-à-jour, non officielles, ne seront pas présentées ici.

4.3.3 Nombre de SNe Ia et perspectives

Avec la profondeur, la largeur et la durée de la composante WFD on sera en mesure de mesurer les courbes de lumière de plus de 3×10^5 SNe Ia, plus quelques 15 000 SNe Ia dans les champs profonds de la composante DDF. Ce nombre est à relativiser par le fait que nous n'aurons accès qu'à un nombre restreint de données spectroscopiques permettant l'identification des SNe Ia et la mesure précise du redshift.

Bien que des alternatives à ces données spectroscopiques soient en développement, on verra

dans le chapitre suivant que même si l'on obtient un suivi spectroscopique pour $\approx 10\%$ des SNe Ia et que l'on limite l'analyse cosmologique à ces dernières, les incertitudes systématiques actuelles seront de loin le principal facteur limitant la précision avec laquelle les paramètres cosmologiques sont obtenus, plaçant particulièrement le défi de l'utilisation d'une telle statistique sur la calibration photométrique du flux des supernovae de type Ia.

5

IMPACT DE LA CALIBRATION SUR LA COSMOLOGIE OBTENUE À L'AIDE D'UN RELEVÉ DE SNE Ia DE TYPE LSST

Sommaire

5.1	Introduction	72
5.2	Simulation d'un relevé représentatif de LSST	73
5.2.1	La cadence d'observation	73
5.2.2	Modèle d'instrument et conditions d'observation	74
5.2.3	Les SNe Ia simulées	75
5.3	Analyse cosmologique du relevé photométrique	76
5.3.1	Présentation d'un modèle simplifié	77
5.3.2	Prise en compte des incertitudes de calibration	81
5.3.3	Structure de la matrice de covariance de calibration	81
5.3.4	Analyse de Fisher	82
5.3.5	Confirmation de la méthode sur JLA	83
5.4	Impact des systématiques sur l'analyse	84
5.4.1	Évaluation des performances	84
5.4.2	Incertitudes choisies pour les paramètres de calibration	84
5.4.3	Comparaison Altsched / Altsched-rolling	85
5.4.4	Allure générale des résultats	85
5.4.5	Incertitudes sur les points zéro	87
5.4.6	Incertitudes sur la longueur d'onde moyenne des filtres	87
5.5	Entraînement et <i>auto-calibration</i>	88
5.6	Conclusion	89

5.1 Introduction

Au prix d'un important effort sur la calibration, l'incertitude sur contrainte apportée par les relevés récents de SNe Ia est dominée à parts égales par les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques (parmi lesquelles les incertitudes de calibrations dominent) avec un nombre de SNe Ia mesurées de l'ordre de 1000. Or, avec les prochains relevés, et en particulier LSST, prévoyant au minimum 10^4 SNe Ia bien mesurées, nous souhaitons connaître la contribution des incertitudes systématiques (et en particulier les incertitudes de calibration) au bilan total des incertitudes sur les paramètres cosmologiques dans le cadre de l'analyse de ces relevés.

Dans ce chapitre, nous faisons l'étude de l'impact de la calibration sur l'analyse cosmologique d'un relevé de SNe Ia tel que LSST devrait fournir. Cette étude consiste à reproduire l'analyse d'un relevé de SNe Ia typique LSST.

Nous simulons dans un premier temps des courbes de lumière des SNe Ia qui seront détectées par LSST. On extrait ensuite de ces courbes de lumière les flux mesurés des SNe Ia à chaque date d'observation dans des conditions telles que prévues par la collaboration. On obtient ensuite de ces mesures simulées le flux au maximum de luminosité des SNe Ia ainsi que son rapport signal sur bruit. On décrit par la suite un modèle permettant l'analyse de ces données d'entrée, imitant la paramétrisation de SALT2 et prenant en compte des paramètres représentant l'erreur faite sur la calibration photométrique et la calibration de la longueur d'onde centrale des filtres utilisés par LSST. Ce modèle simplifié permet de prendre en compte simultanément les paramètres cosmologiques, le modèle spectrophotométrique des SNe Ia, les paramètres de standardisation et les paramètres de calibration. Pour propager les incertitudes de calibration de LSST aux paramètres cosmologiques, on réalise une analyse de Fisher.

Enfin on réalise l'analyse de Fisher avec différentes valeurs *a priori* de l'incertitude sur les paramètres de calibration, évaluant à chaque fois la propagation de ces incertitudes sur la cosmologie, afin de définir une valeur des incertitudes de calibration pour laquelle nous nous retrouvons dans la situation où les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques ont une contribution équivalente dans le bilan final des incertitudes sur la caractérisation de l'énergie noire.

5.2 Simulation d'un relevé représentatif de LSST

5.2.1 La cadence d'observation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la stratégie d'observation de LSST sera vraisemblablement divisée en deux composantes distinctes :

- Une première composante, grand champ, qui utilisera la plus grande partie du temps d'observation de LSST. Le but étant de prendre des images avec un temps d'exposition ($2 \times 15s$) permettant de scanner une grande partie du ciel visible tous les 5 jours en moyenne. Ce relevé permettra de découvrir et mesurer le flux d'un grand nombre de SNe Ia ayant un redshift inférieur à 0.4 (SNe Ia proches). Nous la désignons WFD (Wide Fast Deep) dans la suite.
- Une seconde composante, profonde, spécifiquement dédiée notamment aux observations de supernovae lointaines. Elle couvrira une fraction de ciel beaucoup plus réduite de l'ordre de 100deg^2 , correspondant à une dizaine de pointés du relevé LSST. En contre-partie les visites seront plus longues, avec des temps d'exposition de l'ordre de 600s pour mesurer avec précision des SNe Ia jusqu'à un redshift de 1. Nous la désignons DDF (Deep Drilling Field) dans la suite.

Chaque observation d'un même champ de LSST dans un même filtre sera effectuée à une certaine fréquence. Nous appelons la durée moyenne séparant deux observations de la même zone du ciel dans un même filtre la cadence d'observation. Les cadences qui seront implémentées pour la composante WFD et la composante DDF du relevé sont toujours en discussion (voir chapitre précédent). La cadence influe sur l'efficacité d'un relevé de supernovae car les SNe Ia sont des événements transients. Ainsi, une incertitude sur la forme de leur courbe de lumière se traduit par une incertitude sur leur luminosité maximale dans la bande B , quantité utilisée dans l'analyse cosmologique.

Cependant le but du travail décrit dans ce chapitre est d'évaluer l'impact des systématiques de calibration sur la mesure des paramètres cosmologiques effectuée à l'aide des SNe Ia, et non d'étudier l'impact de la cadence d'observation effective ainsi que les conditions d'observation. Deux scénarios réalistes ont été adoptés (voir les tables 5.1 et 5.2) parmi les cadences proposées à l'heure actuelle dans les discussions autour de la stratégie finale d'observation de LSST. La composante profonde reste la même dans les deux cas. En revanche, deux stratégies pour la composante large sont étudiées : Une première, permettant d'observer la totalité du ciel visible à une cadence d'environ 8 jours par bande, le scénario **AltSched**, et une deuxième, observant la moitié du ciel visible à chaque saison mais avec une cadence moyenne de 4.5 jours par bande, que nous désignons **AltSched-rolling**.

Les bandes qui seront à la disposition de LSST durant son relevé seront les bandes g , r , i , z , et y . La composante WFD n'ayant pas pour but d'observer des SNe à haut redshift, la bande

la plus rouge y n'est pas utilisée. À l'inverse, la composante WFD ayant pour but spécifique d'observer les SNe Ia lointaines, c'est la bande la plus bleue, g , qui ne sera pas utilisée.

Dans un souci de simplification de la génération des courbes de lumière des SNe simulées, une cadence moyenne est définie pour chaque filtre, ne prenant qu'en moyenne en compte l'impact de sauts dans les observations dûs à de mauvaises conditions météorologiques.

Bien que les taux d'explosion des SNe Ia supposent que plusieurs dizaines de milliers d'évènements pourront être détectés chaque année, cette étude ne prend en compte qu'un total de 2000 SNe Ia confirmées spectroscopiquement dans la composante WFD et 1500 dans la composante DDF, par année d'observation. Nous verrons dans la suite que même avec cette statistique diminuée, les incertitudes de calibration actuelles sont largement dominantes dès que l'on accumule plus d'une saison d'observation.

5.2.2 Modèle d'instrument et conditions d'observation

Une bonne approximation du rapport signal/bruit final du flux des SNe Ia mesurées par LSST est capitale pour évaluer l'impact des systématiques. Une bonne estimation des courbes de transmission de l'instrument ainsi que des conditions moyennes d'observation sur le site de LSST sont donc essentielles. Pour cela on utilise le modèle d'instrument le plus récent tel qu'il nous est fourni par la collaboration (L. JONES, 2016, SMTN-002).

Dans le cadre de cette simulation, nous utilisons des conditions d'observations médianes (similaires pour toutes les mesures) pour chaque filtre. Les paramètres d'intérêt pour évaluer le rapport signal sur bruit associé à chaque mesure de flux de LSST sont :

- L'intégrale de la bande passante de chaque filtre (point zéro), nous permettant d'évaluer les flux mesurés et donc la contribution du bruit de photons.
- La brillance du fond de ciel, dont la valeur s'additionne au flux mesuré pour chaque SN Ia. Sa contribution au bruit de photons devient dominante à grand redshift.
- Le seeing, contribution de l'atmosphère à la PSF de nos sources, dominante dans le cas de relevés au sol. Une valeur élevée du seeing implique que l'on intègre une plus grande partie du fond de ciel et donc que sa contribution au bruit total est plus élevée.
- On déduit enfin des trois points précédents la magnitude limite du relevé, qui représente le niveau minimum du flux d'une SN Ia pour qu'elle puisse être extraite du bruit de fond à une précision meilleure que 5 fois le bruit total.

Ces valeurs sont reportées dans la figure 5.1, pour le modèle d'instrument SMTN-002 ainsi que pour un modèle plus ancien, LSE-40 (IVEZIC, JONES et LUPTON, 2010), dont on peut voir qu'il s'avère plus optimiste.

Tableau 5.1 – Scenarios retenus pour la composante WFD du relevé, permettant de construire un lot complet de SNe Ia bien mesurées jusqu'à $z \sim 0.4$. Les deux cadences données pour chaque filtre correspondent respectivement à une cadence roulante (**Altsched-rolling**) se focalisant sur une moitié du ciel par saison alors que la deuxième correspond à une cadence standard observant pour chaque cycle la totalité du ciel visible (**Altsched**).

	g	r	i	z
$T_{\text{exp}}[\text{s}]$	30	30	30	30
$m_{5\sigma}$ (magnitude limite/visite)	24.83	24.35	23.88	23.30
cadence [jours]	7.7 / 13.6	2.9 / 5.6	4.3 / 8.2	3.3 / 6.7

Tableau 5.2 – Scénario retenu pour la composante DDF du relevé, permettant de construire un lot complet de SNe Ia jusqu'à $z \sim 0.75$.

	r	i	z	y
$T_{\text{exp}}[\text{s}]$	600	600	720	600
$m_{5\sigma}$ (magnitude limite/visite)	26.05	25.56	25.06	24.08
cadence [jours]		5		

5.2.3 Les SNe Ia simulées

On utilise le programme **SnSim**, développé au LPNHE, pour simuler les SNe Ia. Ce dernier consiste en une simulation Monte Carlo de SNe Ia avec les taux d'explosion de [PERRETT et al., 2012](#), prenant les paramètres des SNe Ia dans des distributions normales centrées sur 0 ($\sigma_c = 0.1$ et $\sigma_{x_1} = 1$) et des dates de maximum de luminosité réparties uniformément sur toute la durée du relevé. On utilise ensuite **SALT2** pour modéliser le spectre de chaque SN Ia simulée, puis ses courbes de lumière sont produites en intégrant le spectre de la SN Ia à la cadence et selon les conditions d'observation détaillées dans les sous-sections précédentes. Cette étude est réalisée pour 1, 5 et 10 ans du relevé de SNe Ia de LSST. La distribution en redshift des SNe Ia simulées est montrée dans la figure 5.2 pour 10 ans de relevé. Notre échantillon est limité à $z = 0.4$ pour la composante WFD et $z = 0.8$ pour la composante DDF pour s'assurer de leur complétude. Dans la figure 5.3 on montre deux cas extrêmes de SNe Ia mesurées, une provenant de l'échantillon simulé pour la composante WFD du relevé à $z = 0.15$; l'autre provenant de l'échantillon simulé pour la composante DDF du relevé à $z = 0.71$. Dans ces deux cas, on peut voir que les courbes de lumière obtenues sont bien échantillonnées, avec à chaque fois une mesure de flux à moins de deux jours de la luminosité maximale de la supernova, ainsi qu'au moins 10 mesures de flux dans chaque bande (sauf pour la bande g).

Le niveau préalable de qualité de mesure des courbes de lumières est en accord avec prérequis de qualité de [BETOULE et al. \(2014\)](#) pour l'inclusion des SNe Ia dans le lot d'entraînement du modèle spectrophotométrique. En effet, l'incertitude associée à chaque mesure de flux est aussi raisonnablement basse en comparaison de l'amplitude totale de la courbe de lumière. Finalement, on montre dans la figure 5.4 que l'incertitude sur la couleur **SALT2**, c , est toujours

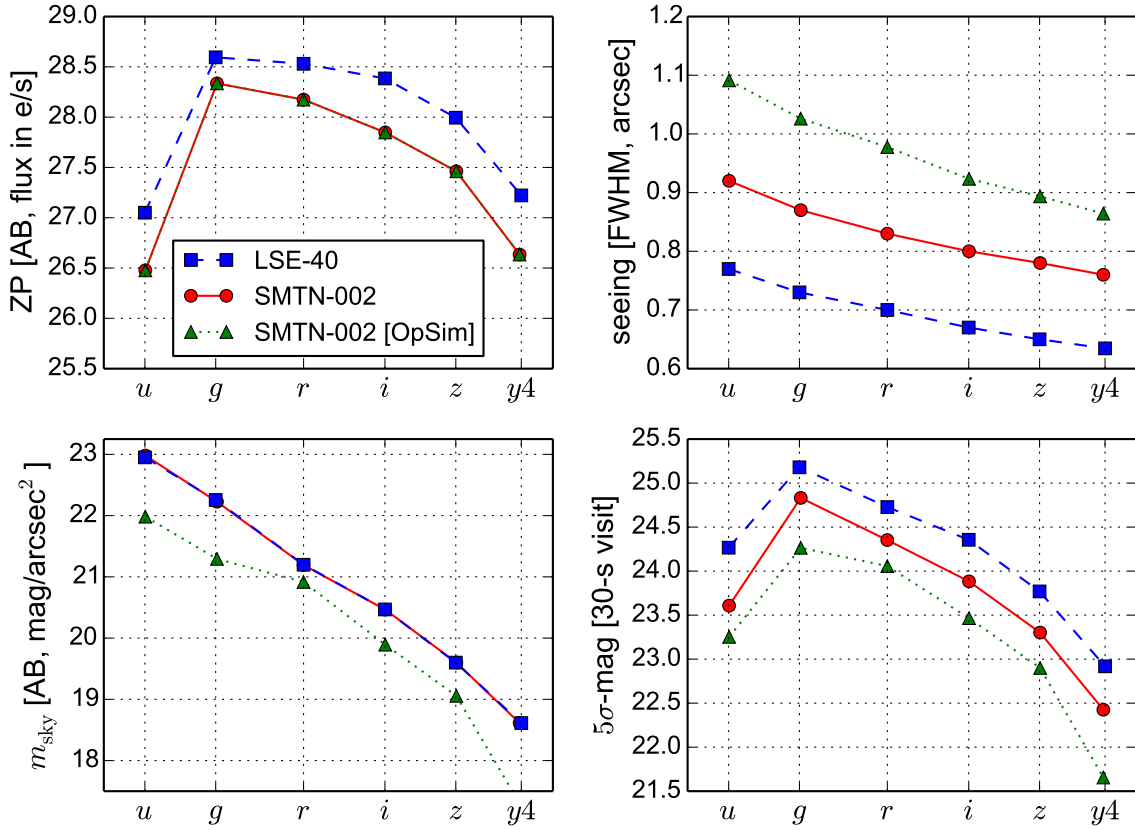


Figure 5.1 – Paramètres de simulation du relevé LSST : De gauche à droite et de haut en bas on a : point zéro, seeing médian, brillance du fond et magnitude limite du relevé, dans chaque bande *grizy*. Crédits : N.Regnauld & P.Gris

inférieure à 30mmag dans les deux composantes et ce pour toutes les SNe Ia dans la fenêtre de redshift considérée. De plus, la date de luminosité maximale t_0 est connue à mieux que 12 heures et l'incertitude sur le stretch des SNe Ia simulées est inférieure à 0.5..

5.3 Analyse cosmologique du relevé photométrique

Nous produisons dans cette section une analyse qui émule une analyse cosmologique de base. Les ingrédients de cette analyse sont : l'entraînement d'un modèle spectrophotométrique des SNe Ia permettant d'évaluer le flux de chaque SN dans son référentiel au repos à partir des observations, une standardisation de ce flux, utilisant les paramètres des courbes de lumière obtenus pour chaque SN Ia avec le modèle spectrophotométrique, l'évaluation des distances de chaque SN Ia, et enfin la détermination des paramètres cosmologiques en fonction de ces distances. En raison du grand nombre de stratégies de calibration à tester, cette étude doit être rapide, nous ne réalisons donc pas un fit mais une analyse de Fisher, afin de construire la matrice de covariance des paramètres cosmologiques associée à chaque scénario d'incertitudes de calibration.

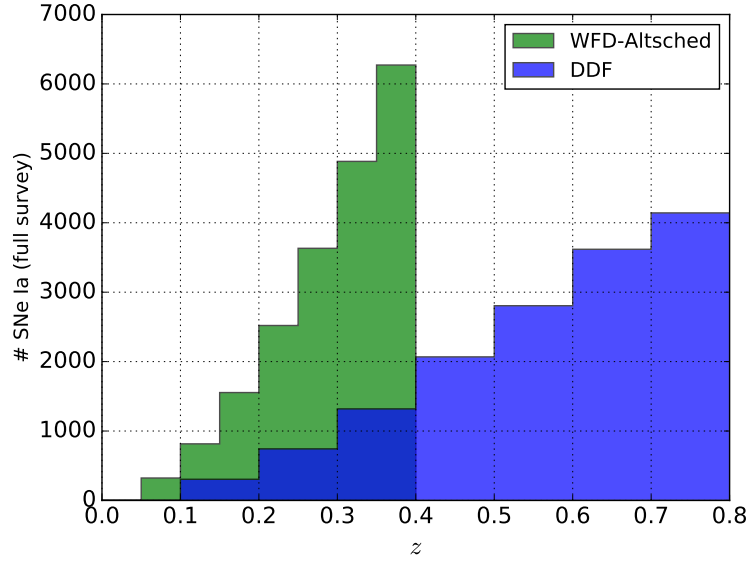


Figure 5.2 – Distribution en redshift des SNe Ia simulées pour le relevé complet (10 ans) de LSST dans la composante large (en vert) et la composante profonde (en bleu), avec un total de 35000 SNe Ia.

5.3.1 Présentation d'un modèle simplifié

Le modèle doit être représentatif de ce qui serait utilisé pour une analyse de données réelles, tout en évitant la complexité et les problèmes numériques d'un modèle spectroscopique complet.

Pour éviter d'avoir à ajouter des spectres à la simulation, on émule leurs effets sur les quantités large-bande. Les incertitudes de calibration induisent des erreurs dépendantes du redshift sur la magnitude mesurée et la couleur car les SNe Ia de différents redshifts sont observées en utilisant différentes bandes. Il est donc d'une importance capitale de prendre en compte le fait que le modèle spectrophotométrique des SNe va être entraîné sur les données, et non considéré comme connu *a priori*.

Modèle général

Au contraire, la forme des courbes de lumière des SNe (stretch) est supposée être bien contrainte grâce à une cadence élevée (5.2.3), et les incertitudes de calibration n'impactent pas fortement les formes des courbes de lumière. Ceci est par exemple illustré par la faible valeur de la dérivée du paramètre X_1 par rapport aux paramètres de calibration pour toutes les SNe Ia de l'échantillon JLA, comme illustré par la figure 6 dans [BETOULE et al. \(2014\)](#). On simplifie donc le modèle en négligeant l'évolution temporelle du flux des SNe Ia, ne modélisant ainsi que le flux de chaque SN Ia mesurée dans chaque bande utilisée, interpolée à la date de luminosité maximale dans bande B du référentiel au repos de la SN (t_0).

Le flux d'une supernova donnée (en $e^-/s/cm^2$), mesuré à t_0 dans une bande b est modélisé

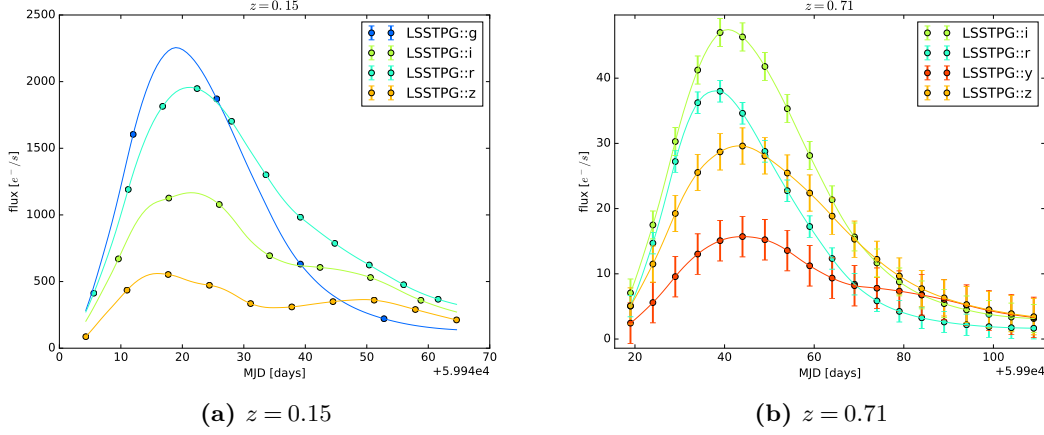


Figure 5.3 – Courbes de lumière pour (gauche) une SN Ia mesurée dans la composante WFD du relevé à $z = 0.15$ dans les bandes *griz*, et (droite) une SN Ia mesurée dans la composante DDF du relevé à $z = 0.71$ dans les bandes *rizy*.

de la manière suivante :

$$\varphi_b = \frac{1}{1+z} \times \frac{10^{-10}}{d_L^2(z, \theta_c)} \times \int \frac{10^{-10} \lambda}{hc} S\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T_b(\lambda) d\lambda, \quad (5.1)$$

où z et d_L sont respectivement le redshift et la distance de luminosité (en Mpc) d'une supernova donnée, θ_c est le vecteur des paramètres de la cosmologie (qui dépend du modèle cosmologique utilisé), $S\left(\frac{\lambda}{1+z}\right)$ est la SED d'une SN Ia standard (en $\text{erg/s}/\text{\AA}/\text{cm}^2$) à 10 pc et $T_b(\lambda)$ est la courbe de transmission du détecteur dans la bande b (en e^-/phot).

En décidant de travailler en magnitudes¹, l'équation 5.1 devient :

$$m_b = \mu(z, \theta_c) + 25 + 2.5 \log_{10}(1+z) - 2.5 \log_{10} \int \frac{10^{-10} \lambda}{hc} S\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T_b(\lambda) d\lambda, \quad (5.2)$$

avec $\mu(z, \theta_c)$ le module de distance de la supernova, tel que $\mu(z, \theta_c) = 5 \log_{10}(d_L)$.

Implémentation du modèle de spectre

On suppose que le spectre d'une SN Ia est assez lisse pour être approché par un polynôme d'ordre 1 sur la largeur d'un filtre. Nous avons donc :

$$\int \lambda S\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T_b(\lambda) d\lambda \approx \int \left(\bar{S}\left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right) + (\lambda - \bar{\lambda}_b) \frac{\Delta \bar{S}}{\Delta \lambda} \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right) \right) \times \lambda T_b(\lambda) d\lambda. \quad (5.3)$$

¹magnitude $\equiv -2.5 \log_{10}(\text{flux})$

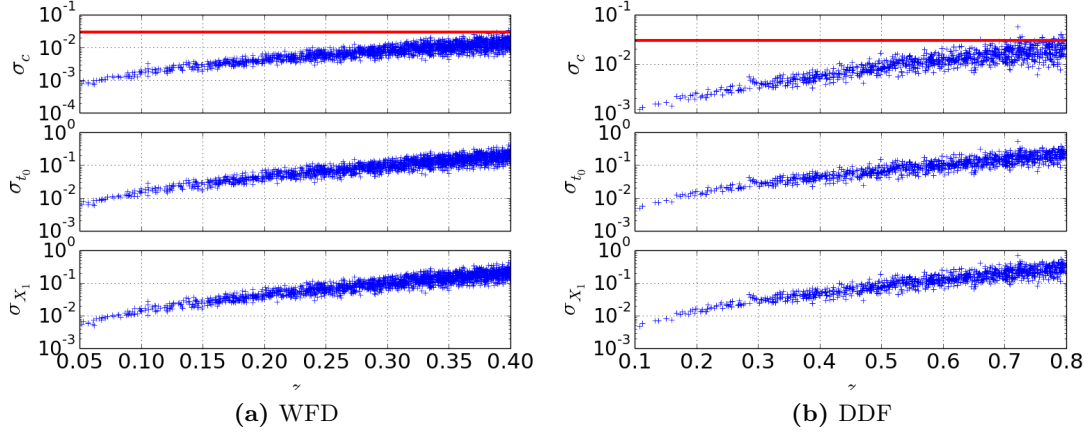


Figure 5.4 – Incertitude sur la couleur, la date du maximum de luminosité et le stretch (de haut en bas) tels que retrouvés par SALT2 pour chaque SN Ia simulée dans la composante large (gauche) et la composante profonde (droite). La ligne rouge horizontale correspond à $\sigma_c = 0.03$, qui est le seuil d'incertitude sur la couleur pour qualifier une SN Ia de "bien mesurée".

Où $\frac{\Delta \bar{S}}{\Delta \lambda}$ est la couleur moyenne de la supernova dans le filtre b . En choisissant $\bar{\lambda}_b$ tel que $\bar{\lambda}_b = \frac{\int \lambda^2 T_b(\lambda) d\lambda}{\int \lambda T_b(\lambda) d\lambda}$, on fixe l'intégrale du terme de premier ordre à 0, nous avons donc :

$$\int \lambda S\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) T_b(\lambda) d\lambda \approx \bar{S}\left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right) \times \int \lambda T_b(\lambda) d\lambda . \quad (5.4)$$

Avec \bar{S} qui est le flux moyen de la supernova dans le filtre. On peut noter qu'il sera possible de modéliser le spectre convolué d'une SNe Ia standard dans son référentiel au repos car on observe un très large nombre de SNe Ia à de multiples redshifts et ce dans 4 bandes.

L'équation 5.2 devient donc :

$$m_b = \mu(z, \theta_c) + 25 + 2.5 \log_{10}(1+z) - 2.5 \log_{10} \bar{S}(\bar{\lambda}_b) + \mathcal{Z}_b , \quad (5.5)$$

où $\mathcal{Z}_b = -2.5 \log \int \frac{10^{-10} \lambda}{hc} T_b(\lambda) d\lambda$ est le point zéro de la bande b .

Comme cela sera montré dans la section 5.5, il faut apporter une attention particulière à la modélisation de la SED des supernovae, et sa caractérisation doit rester libre d'évoluer avec les données. On adopte une paramétrisation de la SED similaire à celle de SALT2 :

$$-2.5 \log_{10} S(\bar{\lambda}_b) = M_X + P \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) + cQ \left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z} \right) + c\beta , \quad (5.6)$$

où $P\left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right)$ joue le rôle de spectre moyen dans le référentiel au repos pour une SN Ia standard, M_x est un facteur de normalisation permettant de prendre en compte la luminosité absolue de chaque SN Ia dans son référentiel au repos. $Q\left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right)$ est une loi de couleur qui prend en compte la variation de couleur de chaque supernova autour du spectre moyen des SNe Ia et β est le paramètre de la relation entre la luminosité et la couleur des SNe Ia, le "brighter-bluer" (TRIPP et BRANCH, 1999), ajoutant la variation du flux en fonction de la couleur de la SN.

On introduit aussi ici la couleur **SALT2 "c"** pour chaque SN. Le spectre moyen est décomposé sur une base de spline de second degré, et la loi de couleur sur un polynôme de degré 4.

β joue le rôle de terme de degré 0 dans $Q(\lambda)$. On impose $Q(\lambda_B) = 0$ et $Q(\lambda_V) = -1$ pour lever la dégénérescence avec $Q(\lambda)$, λ_B et λ_V étant respectivement les longueurs d'onde moyennes des filtres B et V de Johnson. On fixe également la normalisation de $P\left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right)$ et sa couleur propre pour enlever les dégénérescences avec M_X et $Q\left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right)$ respectivement.

Une fois incorporé au model, cela donne :

$$m_b = M_X + 25 + \mu(z, \theta_c) + 2.5 \log_{10}(1+z) + P\left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right) + cQ\left(\frac{\bar{\lambda}_b}{1+z}\right) + c\beta + \mathcal{Z}_b . \quad (5.7)$$

Ajout de priors

À cette étape, les dégénérescences usuelles de la sonde subsistent : i) La luminosité moyenne absolue des supernovae M_X est inconnue, les SNe ne mesurent que des distances relatives. ii) La mesure de distances relatives dans l'intervalle $0.1 < z < 1$ ne contraint qu'une relation entre les paramètres d'évolution du background, en particulier $\Omega_m - w$.

- On fixe tous les M_x à la même valeur pour couper les dégénérescences avec les modules de distance, mais avec une dispersion de 10% pour prendre en compte la dispersion intrinsèque de la luminosité maximale absolue des SNe Ia qui a été observée dans les précédentes analyses de SNe Ia.
- On lève la dégénérescence Ω_m, w en ajoutant un prior provenant des résultats de Planck ([PLANCK COLLABORATION, 2015](#)).

Si J est la matrice des dérivées premières du modèle par rapport à tous les paramètres libres (colonnes), pour toutes les amplitudes des courbes de lumières mesurées (lignes), on peut ajouter verticalement des matrices à J pour chaque prior, correspondant à une mesure "additionnelle".

$$J = \begin{pmatrix} J \\ J_{\text{priors}} \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

En parallèle, si C est la matrice de covariance des mesures d'amplitude des courbes de lumières, on ajoute diagonalement la matrice de covariance du prior à C .

$$C = \begin{pmatrix} C & 0 \\ 0 & C_{\text{priors}} \end{pmatrix} . \quad (5.9)$$

5.3.2 Prise en compte des incertitudes de calibration

Le coeur de ce travail concerne la manière dont on prend en compte les incertitudes de calibration et dont on les incorpore dans 5.7. On décrit ces incertitudes à l'aide de deux ensembles différents de paramètres.

- δzp , l'erreur faite sur la normalisation de la transmission de chaque bande, il y a donc un paramètre par filtre utilisé.
- $\delta\lambda$, l'erreur faite sur la position moyenne de chaque filtre, dans le référentiel de l'observateur.

Le modèle, que l'on désigne dans la suite \mathcal{M} , devient finalement :

$$m_b = M_X + 25 + \mu(z, \theta_c) + 2.5 \log_{10}(1+z) + \mathcal{Z}_b + P \left(\frac{\bar{\lambda}_b + \delta\lambda_b}{1+z} \right) + cQ \left(\frac{\bar{\lambda}_b + \delta\lambda_b}{1+z} \right) + c\beta + \delta zp_b . \quad (5.10)$$

5.3.3 Structure de la matrice de covariance de calibration

Ces paramètres de calibration sont associés à une matrice de covariance de la calibration C_s . La structure de C_s dépend de la stratégie de calibration adoptée. En particulier elle est souvent non diagonale à cause de la relation qu'il existe entre la normalisation de la bande passante et la position moyenne des filtres. L'état de l'art en ce qui concerne la mesure de flux des SNe Ia est de comparer directement leur flux par rapport à des standards de flux astrophysique (détails dans le chapitre suivant).

On suppose que le point zéro d'une bande b est obtenu grâce à la mesure de flux d'un standard astrophysique calibré, modélisée comme :

$$zp_b = \int T_b(\lambda) S_{std}(\lambda) d\lambda + e_{zp_b} , \quad (5.11)$$

où T est la transmission de l'instrument, S_{std} est le spectre du standard astrophysique et e_{zp_b} est un bruit aléatoire avec $cov(e_{zp_b}) = \sigma_{zp_b}^2$.

Le fait que le standard ait un spectre coloré implique que si l'on fait une erreur sur la position moyenne du filtre en longueur d'onde, l'intégration du flux du standard sera biaisée, ce qui mène à une erreur sur le point zéro de la bande.

$$\begin{aligned} zp_b &= \int \bar{T}_b(\lambda) S_{std}(\lambda) d\lambda + e_{zp_b} + \frac{\partial \int T_b(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\partial \bar{\lambda}_b} \delta \bar{\lambda}_b \\ &= \bar{zp}_b + e_{zp_b} + \frac{\partial zp_b}{\partial \bar{\lambda}_b} \delta \bar{\lambda}_b \end{aligned} \quad (5.12)$$

Ce qui donne en notation matricielle :

$$\begin{pmatrix} zp \\ \bar{\lambda}_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\partial zp}{\partial \lambda} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_{zp_b} \\ \delta \bar{\lambda}_b \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \widehat{zp} \\ \widehat{\bar{\lambda}_b} \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

On définit $\frac{\partial zp}{\partial \lambda}$ comme la dérivée numérique du de l'intégrale de la bande passante par une différence finie de 1 Å en longueur d'onde moyenne du filtre.

On a :

$$C_s = cov \begin{pmatrix} zp \\ \bar{\lambda}_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\partial zp}{\partial \lambda} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{zp}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{\lambda}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\partial zp}{\partial \lambda} & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.14)$$

Puis C_s devient :

$$C_s = \left(\begin{array}{cc|cc} \sigma_{zp_g}^2 + (\sigma_{\lambda_g} \frac{\partial zp_g}{\partial \lambda_g})^2 & 0 & \frac{\partial zp_g}{\partial \lambda_g} \sigma_{\lambda_g}^2 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & \ddots \\ \hline \frac{\partial zp_g}{\partial \lambda_g} \sigma_{\lambda_g}^2 & 0 & \sigma_{\lambda_g}^2 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & \ddots \end{array} \right). \quad (5.15)$$

Ces valeurs des $\frac{\partial zp}{\partial \lambda}$ sont obtenues en supposant que le standard utilisé est P330E², un des objets du réseau d'étoiles calibrées CALSPEC (voir chapitre suivant). Les valeurs numériques sont reportées dans la table 5.3.

Tableau 5.3 – Dérivées de δzp avec $\delta \lambda$, obtenu avec le spectre de P330E.

	g	r	i	z	y
$\frac{\partial \delta zp}{\partial \delta \lambda}$ [mmag/Å]	0.026	0.18	0.24	0.23	0.22

5.3.4 Analyse de Fisher

Le modèle \mathcal{M} prend finalement en compte simultanément tous les paramètres recensés dans la Table 5.4. À cause du grand nombre de paramètres, et pour permettre une execution rapide, les calculs sont tous effectués en utilisant le formalisme des matrices creuses.

Tableau 5.4 – Liste des paramètres libres du modèle. N représente le nombre de SNe Ia de l'analyse.

Paramètres libres	M_X	θ_c	θ_P	θ_Q	c	β	\mathcal{Z}	δzp	$\delta \lambda$
Nombre de paramètres	N	6	31	5	N	1	5	5	5

Finalement, on ajoute la matrice de covariance de la calibration C_s (explicitée dans 5.3.3) comme un prior au modèle, comme cela a été fait dans 5.3.1. Le χ^2 associé au modèle \mathcal{M}

²Son spectre calibré peut être trouvé ici : ftp://ftp.stsci.edu/cdbs/current_calspec

est :

$$\chi^2 = \sum_{sb} \frac{[m_{sb} - \mathcal{M}(s, b, \vec{\theta})]^2}{\sigma_{sb}^2} + J_{\text{prior}}^T C_{\text{prior}}^{-1} J_{\text{prior}} \quad (5.16)$$

On estime les incertitudes sur les paramètres cosmologiques grâce à une analyse de Fisher. On calcule donc la matrice d'information de Fisher F :

$$F = -\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial^2 \theta^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \theta^2} \quad (5.17)$$

On néglige la contribution de la dérivée de second ordre de \mathcal{M} dans le calcul de F , ce qui consiste une très bonne approximation au minimum du χ^2 . Les dérivées premières de \mathcal{M} sont par la suite évaluées aux paramètres des SNe qui ont été mis en entrée lors de la simulation du lot de données des courbes de lumière, ainsi que les paramètres cosmologiques utilisés pour calculer leurs flux par rapport à leurs redshifts.

On peut donc évaluer F de la manière suivante :

$$F = J^T W J \quad (5.18)$$

où $W = C^{-1}$, et J contient les dérivées du modèle par rapport à tous les paramètres libres (colonnes) pour toutes les amplitudes de courbes de lumière mesurées (lignes) (détails dans la Table 5.4). C et J contiennent également respectivement C_{prior} et J_{prior} .

Il faut garder à l'esprit que ces valeurs ne sont pas fixes, ainsi on va réaliser cette étude pour de nombreux exemples différents de ce que devrait (ou pourrait) être la précision de la calibration d'un relevé de SNe Ia effectué par LSST.

En accord avec le théorème de Cramér-Rao, l'inverse de F est une borne inférieure de la matrice de covariance de tous les paramètres libres, incluant les paramètres cosmologiques. Elle permet donc d'estimer la qualité des contraintes sur les paramètres cosmologiques obtenues avec un lot de SNe et une calibration donnés.

5.3.5 Confirmation de la méthode sur JLA

Pour assurer la cohérence de cette analyse, ainsi que la manière dont les incertitudes de calibration sont propagées, on teste cette analyse sur le lot de données de JLA : plutôt que de mesurer un lot de données LSST, on utilise les vraies amplitudes de courbes de lumière et leurs vrais rapport signal/bruit dans chacune des bandes observées publiés dans [BETOULE et al. \(2014\)](#). La matrice de covariance de la calibration de JLA a une structure similaire à celle que l'on considère ici, notamment les erreurs de calibration des points zéro, les erreurs sur la position des filtres, et leurs termes de corrélation. Cette analyse est donc lancée sur ce lot de données, en utilisant la matrice de covariance de la calibration fournie par [BETOULE et al. \(2014\)](#), et en supposant une cosmologie de type Λ CDM.

Notre formalisme de Fisher prédit une incertitude de 5.2% sur w (statistique et systématiques incluses) alors que [BETOULE et al. \(2014\)](#) a obtenu 5.7%. Dans JLA, l'incertitude statistique ainsi que les systématiques sont toutes les deux à 4%. Dans notre cas, l'incertitude statistique

est sous-évaluée à 3.4%. Cet effet est probablement dû au fait que nous ne prenons pas en compte la dimension temporelle des SNe Ia, et que le paramètre de stretch n'est pas ajusté en même temps que le reste des autres paramètres. Or le stretch des SNe Ia est principalement contraint par la cadence d'observation, donc, étant donné que les cadences de LSST seront meilleures que celles du lot de données utilisé dans l'analyse JLA, nous ne devrions pas souffrir de cette sous-estimation de l'incertitude statistique dans le cadre de ce travail portant sur l'analyse du lot de données SNe Ia de LSST.

En revanche nous avons un très bon accord avec JLA en ce qui concerne les systématiques, avec 3.9% (versus 4% pour JLA). Cet accord laisse ainsi supposer que l'impact de la calibration sur les performances de l'analyse d'un relevé de SNe Ia est bien reproduite par notre analyse.

5.4 Impact des systématiques sur l'analyse

5.4.1 Évaluation des performances

Au sein de la collaboration, on évalue habituellement les performances d'une analyse sur la caractérisation de l'énergie noire en terme de Figure de Mérite (FoM , ([ALBRECHT et al., 2006](#))), définie comme l'inverse de l'aire de l'ellipse du contour à 1σ des incertitudes dans le plan (w_0, w_a) , et écrit comme :

$$FoM = \frac{1}{\sqrt{\det(\text{cov}(w_0, w_a))}} . \quad (5.19)$$

Comme explicité dans 5.3.4, $\text{cov}(w_0, w_a)$ est obtenu en inversant par bloc F . On étudie différents scénarios de calibration pour LSST en changeant les valeurs des $\sigma_{\delta\lambda}$ et des $\sigma_{\delta zp}$ dans C_s (eq 5.15), impactant F à travers W .

Cette analyse est représentative de l'analyse du relevé de SNe Ia LSST alliée aux résultats de l'analyse CMB de Planck. La prise en compte de l'analyse du lentillage LSST et de DESI en plus aurait pour effet d'augmenter les performances totales.

5.4.2 Incertitudes choisies pour les paramètres de calibration

On calcule la FoM avec $\sigma_{\delta zp} = \sigma_{zpg} = \sigma_{zpr} = \sigma_{zpi} = \sigma_{zpz} = \sigma_{zpy}$, et $\sigma_{\delta\lambda} = \sigma_{\lambda_g} = \sigma_{\lambda_r} = \sigma_{\lambda_i} = \sigma_{\lambda_z} = \sigma_{\lambda_y}$ pour 20 valeurs différentes allant de $\sigma_{\delta zp} = 10^{-5}\text{mag}$ à $\sigma_{\delta zp} = 1\text{mag}$ et $\sigma_{\delta\lambda} = 10^{-2}\text{\AA}$ à $\sigma_{\delta\lambda} = 100\text{nm}$. Le choix de fixer l'incertitude *a priori* des paramètres de calibration à la même valeur pour toutes les bandes peut paraître simpliste, et nous pourrions choisir de leur attribuer des valeurs différentes, sachant notamment que, comme nous le verrons dans le

chapitre suivant, l'incertitude sur le spectre des standards primaires de calibration des flux astrophysiques est une incertitude sur leur pente.

En réalité, cette incertitude est principalement évaluée en comparant les résultats fournis par deux modèles avec les mêmes paramètres en entrée, ainsi la matrice de covariance issue d'une telle estimation peut ne pas être exacte. De plus, les nouvelles stratégies de calibration pourront donner leur propre matrice de covariance des paramètres de calibration, avec des incertitudes bande à bande différentes de l'état de l'art. Dans le doute, nous nous contentons donc d'une estimation simple de la matrice de covariance, avec des valeurs égales dans toutes les bandes, on peut toutefois noter que l'outil développé dans ce travail acceptera sans aucun problème une matrice de covariance plus complexe (comme c'est déjà le cas dans le test de comparaison à l'analyse JLA, section 5.3.5, une fois cette dernière fournie par les nouvelles expériences de calibration.

5.4.3 Comparaison Altsched / Altsched-rolling

Pour un relevé bien cadencé (Altsched-rolling par rapport à Altsched) on obtient un rapport signal/bruit plus important, mais on n'observe aucune différence entre les deux types de cadence de la composante WFD, en terme de performances sur la connaissance des paramètres cosmologiques. Cela montre qu'au dessus d'une certaine cadence, le rapport signal/bruit des amplitudes des courbes de lumière est négligeable par rapport à la dispersion intrinsèque du flux des SNe Ia.

5.4.4 Allure générale des résultats

On présente ces résultats pour une, cinq et dix années de relevé avec la cadence standard de la composante WFD dans la figure 5.5. On observe trois régions distinctes dans la figure 5.5 : un plateau en bas à gauche, où les performances du relevé saturent et sont dominées par les incertitudes statistiques ; une région d'inflexion entourant ce plateau, où les incertitudes statistiques et systématiques ont des poids similaires dans le bilan total ; et finalement un plateau à basses performances, où ce sont les erreurs systématiques qui dominent. Dans le régime dominé par la statistique, la FoM asymptotique atteint 320 pour un relevé de cinq ans, et 680 pour un relevé de 10 ans.

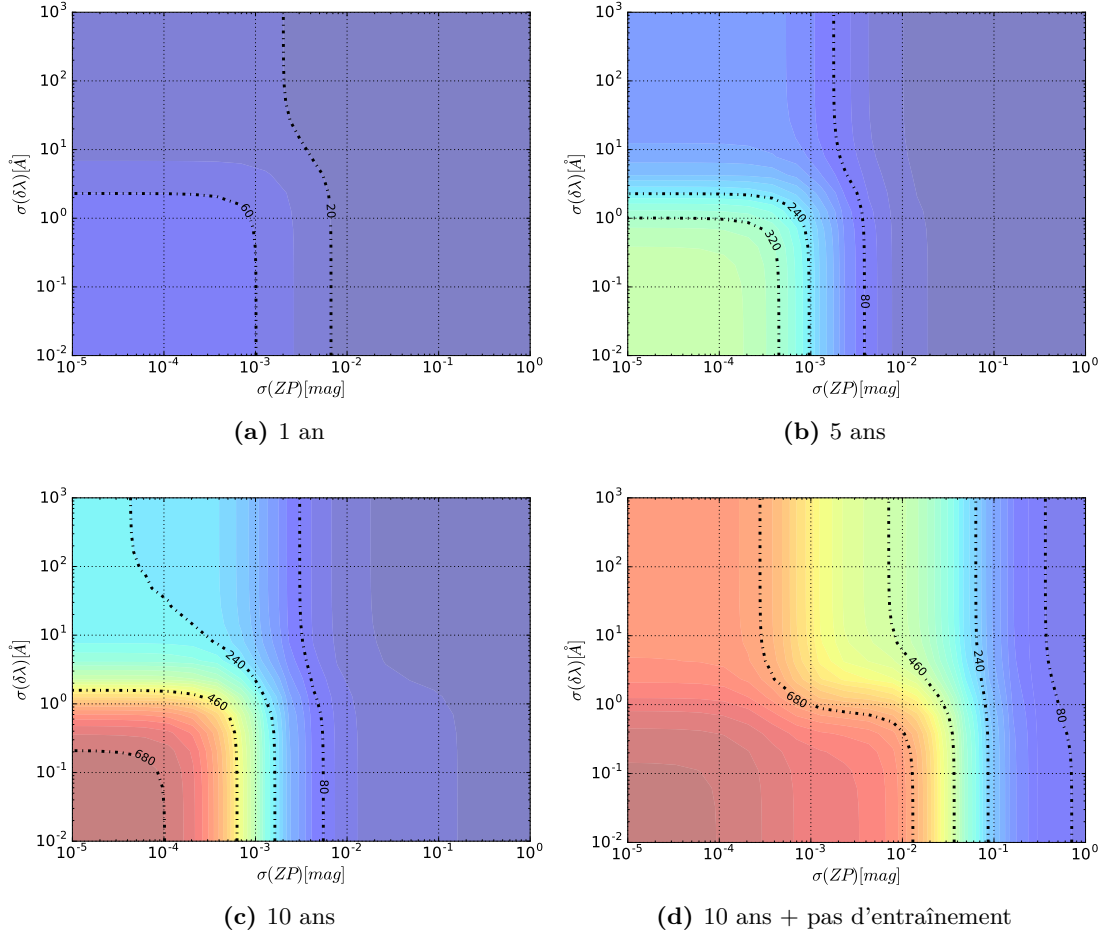


Figure 5.5 – (a), (b) & (c) : FoM calculée pour 1, 5 et 10 années de relevé de SNe Ia LSST respectivement. Les iso-contours de FoM sont représentés à l'aide d'une échelle de couleur commune aux trois figures. Des iso-contours indicatifs sont représentés à 20, 80, 240 460 et 680 en pointillés. L'axe des abscisses correspond à l'incertitude *a priori* sur la normalisation des bandes passantes utilisées par LSST en magnitudes pendant que l'axe des ordonnées représente l'incertitude sur la position moyenne en longueur d'onde des filtres utilisés par LSST en Angström. Chaque unité de couleur couvre 20 points de FoM .

(d) : Similaire à (c) mais en considérant le modèle spectrophotométrique des SNe Ia comme connu *a priori*.

5.4.5 Incertitudes sur les points zéro

Concernant la calibration photométrique, avec les incertitudes actuelles sur les δzp à 5mmag (BETOULE et al. (2014)), on observe que pour un an de relevé on obtient une FoM de ≈ 30 , alors qu'en améliorant la cette incertitude à 1mmag amènerait à une FoM de 60. Le phénomène s'aggrave pour cinq ans de relevé, où il devient obligatoire d'avoir une calibration précise entre 1 et 2 mmag pour extraire au moins 50% des performances accessibles grâce à la statistique.

Finalement on peut voir qu'une calibration inférieure au mmag doit être atteinte pour rendre utile la statistique complète apportée par un relevé de SNe Ia LSST (dix ans, figure 5.6).

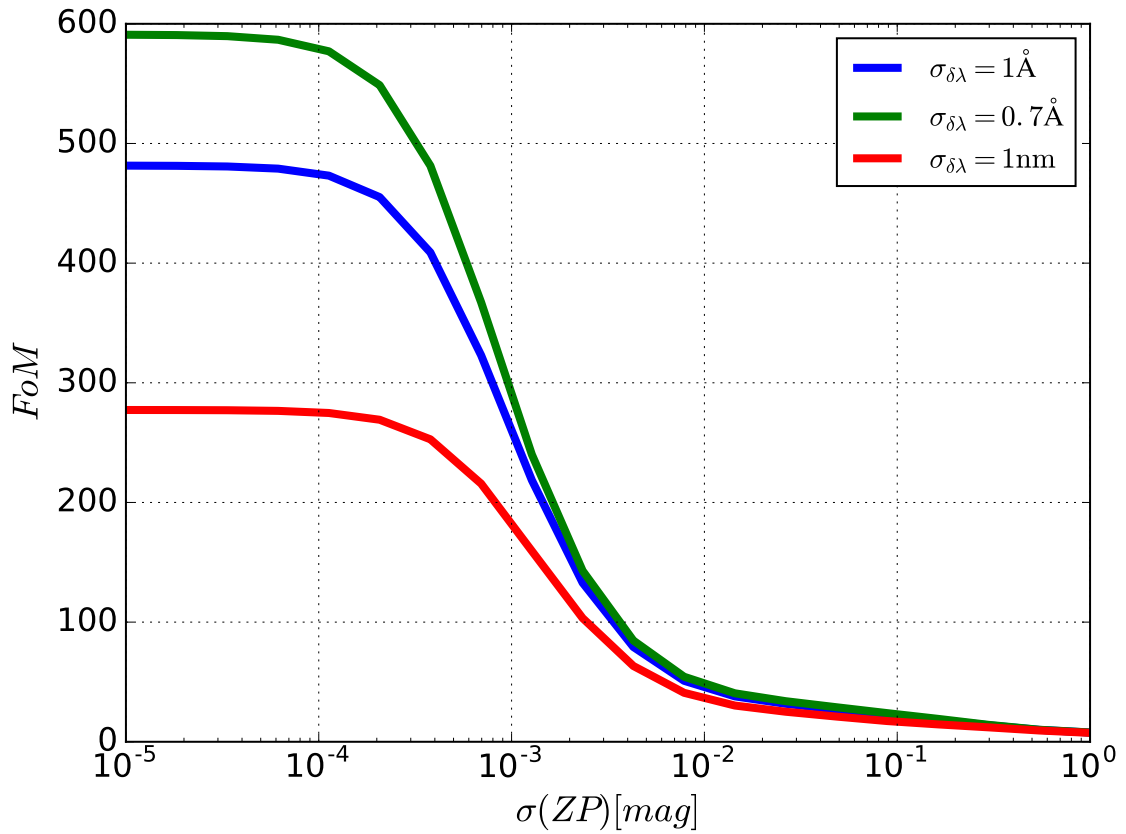


Figure 5.6 – Coupes horizontales de 5.5c à $\sigma_{\delta\lambda} = 1\text{\AA}$ (bleu), $\sigma_{\delta\lambda} = 0.7\text{\AA}$ (vert) et $\sigma_{\delta\lambda} = 1\text{nm}$ (rouge).

5.4.6 Incertitudes sur la longueur d'onde moyenne des filtres

En ce qui concerne l'incertitude sur la position moyenne des filtres en longueur d'onde : Pour un an de relevé, on a besoin de connaître cette dernière à $\sim 1\text{nm}$ de précision pour qu'elle ne soit pas prédominante par rapport à la statistique. À cinq ans la transition apparaît à

$$2\text{\AA} < \sigma_{\delta\lambda} < 4\text{\AA}.$$

Pour un relevé complet de dix ans, on montre que si la position moyenne des filtres est connue à 1 nm près - comme les prérequis du Projet LSST le proposent - l'essentiel de l'information apportée par la statistique est perdue. Pour que les systématiques et la statistique aient un poids équivalent, on a besoin de prérequis 10 fois plus stricts, c'est-à-dire une connaissance de la longueur d'onde moyenne des filtres meilleure que 1Å.

La *FoM* semble en revanche atteindre une valeur différente de 0 à faible précision sur la position des filtres. Cela est dû à un phénomène d'auto-calibration de l'incertitude sur $\delta\lambda$, on revient sur cet aspect dans la prochaine section.

5.5 Entraînement et *auto-calibration*

La plupart des études sur la prévision des performances de LSST produites avant ce travail ne prenaient pas en compte les paramètres de nuisance associés au modèle spectrophotométrique des supernovae : celui-ci était supposé connu *a priori*, ce qui conduit à une sous-estimation générale des incertitudes, aggravée pour des calibrations incertaines par un phénomène d'*auto-calibration*. Un des aspects important de ce travail a été de mettre en évidence ce phénomène.

Pour mettre en évidence l'importance de l'entraînement du modèle dans la propagation des incertitudes de calibration, nous avons effectué la même analyse, mais cette fois en fixant les paramètres θ_P du modèle spectrophotométrique des SNe Ia.

Le résultat est présenté sur la figure 5.5d et montre qu'en comparaison des résultats obtenus en prenant en compte l'entraînement du modèle, on surestime largement les performances générales du relevé, cette surestimation allant de pair avec une sous-estimation de l'impact de la calibration photométrique. On peut également noter que la *FoM* est différente de 0, même lorsque la connaissance *a priori* de la normalisation des bandes passantes est minimale.

La connaissance précise *a posteriori* de la normalisation des bandes passantes est un artefact du fait que l'on suppose le spectre moyen des SNe Ia parfaitement connu, les observations des SNe Ia à différents redshifts calibrent ainsi les points zéro.

On peut penser que notre étude reproduit fidèlement le comportement attendu pour l'impact de l'incertitude sur le point zéro des flux large-bande. La situation est moins claire pour les filtres en raison d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

Dans la figure 5.5, on observe que la *FoM* ne tombe pas à 0 quand la calibration de la position moyenne en longueur d'onde des filtres devient très mauvaise. Il semble que cette dernière est calibrée par les SNe Ia dans ce qu'on appelle un phénomène d'auto-calibration. L'incertitude *a posteriori* de la position moyenne des filtres sature à $\sim 1\text{nm}$ pendant que l'incertitude *a priori* augmente à des valeurs plus grandes. Ce phénomène est possible car le modèle spectrophotométrique - entraîné seulement sur des données photométriques - varie lentement avec la longueur d'onde. Nous supposons également un redshift parfaitement connu : prendre en compte une incertitude du redshift pourrait réduire ce phénomène. Dans les hypothèses du modèle, on paramétrise aussi très simplement les incertitudes sur les filtres

comme l’incertitude sur leur position moyenne seulement, une paramétrisation plus complexe pourrait avoir des résultats intéressants sur cette auto-calibration.

Puisque nous pouvons déjà mettre en évidence la zone dans laquelle les incertitudes statistiques et systématiques sont équivalentes, ce travail nous donne malgré tout l’information sur la borne inférieure des prérequis de calibrations que le relevé LSST devrait atteindre pour extraire efficacement l’information sur les paramètres cosmologiques de son lot de données.

5.6 Conclusion

Dans cette étude nous avons implémenté une simulation complète et réaliste d’un relevé de SNe Ia de LSST. Nous avons pris simultanément en compte l’évolution spectrophotométrique des SNe Ia, les paramètres cosmologiques, ainsi que les paramètres de calibration du relevé pour évaluer les performances associées.

Nous avons montré la nécessité de prendre en compte l’entraînement du modèle spectrophotométrique des SNe Ia sur notre lot de données pour obtenir des prédictions réalistes de ce type d’étude. La relation exposée dans la figure 5.6 souligne la nécessité de calibrer la transmission des filtres de LSST à une précision meilleure que 10^{-3} pour amener la puissance statistique de LSST au dessus du niveau des systématiques.

Finalement nous avons trouvé que l’incertitude sur la position moyenne des filtres en longueur d’onde semble avoir un effet moindre sur les performances. Nous expliquons ce phénomène par le fait que nous fittons ensemble une cosmologie lisse et le modèle spectrophotométrique des SNe Ia.

Du côté du temps de calcul, la simulation du lot de données est l’étape la plus longue, il faut compter environ une heure pour simuler un lot de 35000 SNe Ia. Pour l’analyse, la construction de la jacobienne du modèle est effectuée en 1 seconde, et l’inversion de la matrice de Fisher (seule étape devant être répétée pour tester de multiples configurations de la matrice de covariance des paramètres de calibration) prend moins d’une seconde, le tout sur un ordinateur de bureau. Nous avons donc développé un outil d’analyse rapide, qui a déjà été utilisé depuis par d’autres membres de la collaboration dans le cadre de simulation d’autres effets comme l’impact d’une meilleure modélisation du spectre des SNe Ia, ayant pour effet de diminuer la dispersion intrinsèque résiduelle, sur la précision avec laquelle sont obtenus les paramètres cosmologiques.

Une amélioration de ce travail pourrait consister dans l’utilisation de matrices de covariances des paramètres de calibration réalistes dès que ces dernières auront été produite par les différentes stratégies de calibration du relevé.

Partie II

CALIBRA-
TION PHOTOMÉTRIQUE DES SNe Ia
L'EXPÉRIENCE STARDICE

6

L'EXPÉRIENCE STARDICE : CONTEXTE SCIENTIFIQUE ET PRINCIPE GÉNÉRAL

Sommaire

6.1	Introduction	94
6.2	La calibration de Hayes	94
6.3	La calibration CALSPEC	95
6.3.1	Modèle de transfert radiatif des naines blanches	95
6.3.2	Constitution du réseau de standards astrophysiques	96
6.3.3	Performances et faiblesses	96
6.4	Principe de l'expérience StarDICE	98
6.4.1	Calibration photométrique du NIST	99
6.4.2	Chaine d'intercalibration des standards CALSPECs	101
6.4.3	Résumé du dispositif instrumental	102
6.4.4	Faisceaux de calibration et de science	103
6.4.5	L'Observatoire de Haute-Provence	105
6.5	Autres expériences d'étalonnage instrumental	105
6.5.1	SCALA	106
6.5.2	CBP	108
6.5.3	NIST Stars	108
6.5.4	Comparaison	109

6.1 Introduction

L'étalonnage des mesures de flux astrophysiques nécessite des standards possédant deux propriétés essentielles : La première est que leur flux soit stable avec le temps et la deuxième est que leur distribution spectrale en énergie soit connue en unités physiques (en $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ par exemple). Dès lors, l'observation de ces standards par n'importe quel instrument permet de déterminer sa transmission absolue.

La connaissance précise de la distribution spectrale en énergie d'un objet astrophysique s'avère difficile à obtenir. En effet, ces derniers sont d'une grande complexité, le flux qu'ils émettent est approximativement celui d'un corps noir modifié par la traversée de leur atmosphère. Celle-ci est composée de nombreux éléments chimiques dans des proportions difficiles à évaluer. La normalisation absolue de leur spectre implique de connaître précisément leur taille, et leur distance par rapport à la Terre, informations là encore difficiles à obtenir. Heureusement la normalisation absolue n'a aucun impact sur l'analyse cosmologique des SNe Ia, puisque nous rappelons que nous ne mesurons que des rapports de distances dans le diagramme de Hubble des SNe Ia, et que tout terme achromatique est éliminé dans ce rapport.

Historiquement, la première approche pour déterminer la distribution spectrale en énergie d'objets astrophysiques a été de transférer l'étalonnage de flux de laboratoire vers des objets astrophysiques stables, avec une précision de l'ordre de quelques pourcents sur le domaine visible. À l'heure actuelle, l'état de l'art de la calibration spectrophotométrique des standards astrophysiques passe par la modélisation du flux émis par des étoiles "*simples*", rendue possible par l'amélioration des modèles de transfert radiatif de l'atmosphère de ces étoiles, et ce avec une précision de l'ordre de 0.5% dans le domaine visible.

Finalement, avec les limitations de méthodes de modélisation de la SED d'étoiles ainsi que l'évolution de la précision des standards de flux de laboratoires, les perspectives de réduction des systématiques de calibration des standards primaires s'orientent à nouveau vers une approche de transfert de la calibration des standards de laboratoire vers les étoiles. C'est cet objectif que poursuit l'expérience StarDICE, avec d'autres expériences d'étalonnage des flux astrophysiques.

6.2 La calibration de Hayes

La première approche historique de calibration de flux astrophysique fut l'étalonnage du flux de Vega par rapport au flux émis par le rayonnement de corps noir du cuivre à son point d'ébullition (HAYES et LATHAM, 1975). Leur analyse se base sur les données obtenues par OKE et SCHILD (1970) au Palomar Observatory, avec un télescope de type Newton de $\sim 10\text{cm}$ d'ouverture, ainsi que HAYES (1970), au Lick Observatory, avec un télescope de 91 cm d'ouverture. Dans les deux cas, la source standard, observée avec le même instrument que celui utilisé pour Vega, est placée à respectivement 400 et 500 mètres du télescope. Avec

cette analyse, [HAYES et LATHAM \(1975\)](#) ont établi une calibration absolue du flux de Vega à $\lambda = 5556\text{\AA}$ avec une incertitude de 2%. Plus tard, [HAYES \(1985\)](#) a mesuré la SED de Vega dans le visible avec une incertitude d'environ 5%.

Les principales limitations de ces analyses sont dues à la différence entre l'atmosphère sur la ligne de visée horizontale (pour observer le standard de laboratoire) et la ligne de visée verticale (pour observer Vega). Or les transmissions de l'atmosphère sur les deux lignes de visée doivent être connues avec précision pour établir la SED d'une étoile au dessus de l'atmosphère. De plus, la stabilité des standards de flux utilisés sur site n'était pas optimale. Enfin, l'utilisation de Vega comme standard astrophysique est critiquée au vu du fait qu'elle pourrait être variable et qu'elle est trop brillante pour une observation directe par les grands télescopes comme LSST¹.

Malgré cela, cette calibration a passé l'épreuve du temps en étant la principale source d'étalonnage dans le visible jusque dans les dernières années, remplacée par la modélisation directe de la SED de standards astrophysiques.

6.3 La calibration CALSPEC

L'état de l'art en termes d'étalonnage de flux astrophysiques est aujourd'hui accompli via la modélisation de la distribution spectrale en énergie de 3 naines blanches de type DA² : G191B2B, GD153 et GD71. Cette calibration est ensuite propagée à un lot d'étoiles stables (standards secondaires) par le Hubble Space Telescope (HST) afin de permettre leur observation par un large panel de télescope. Ce travail de calibration est principalement mené par R.C. Bohlin et cette section s'appuie en grande partie sur la revue de [BOHLIN et al. \(2014\)](#).

6.3.1 Modèle de transfert radiatif des naines blanches

Résoudre les équation du transfert radiatif d'une étoile est facilité pour des naines blanches pure hydrogène proches, étant donné qu'un seul élément chimique est à considérer dans leur atmosphère, et qu'elles subissent peu d'extinction interstellaire. Dans les faits, les paramètres d'un modèle numérique de transfert radiatif hors équilibre thermodynamique (NLTE) sont ajustés de manière à reproduire le profil des raies de l'hydrogène mesurées par de la spectroscopie haute résolution. Les principaux paramètres de ce modèle sont la température effective, T_{eff} et la gravité de surface $\log g$ de la naine blanche.

Ces modèles permettent d'obtenir un étalonnage relatif des flux astrophysiques observés par une comparaison du flux des dites naines blanches aux objets d'intérêt. La normalisation grise absolue de cet étalonnage est quant à elle fixée par une mesure indépendante du

¹On note que [BOHLIN \(2014\)](#) a relié la calibration de Vega à celle d'étoiles de flux plus faible grâce à des mesures du HST

²Atmosphère uniquement constituée d'hydrogène

flux monochromatique de Vega à 5556Å à $F(5556\text{Å}) = 3.44 \times 10^{-9} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1} \pm 0.5\%$ (BOHLIN, 2014).

6.3.2 Constitution du réseau de standards astrophysiques

Par la suite, une fois la SED des 3 naines blanches modélisée, leur flux monochromatique en e^-/s $N_{\lambda,e}$ est mesuré avec le STIS³ (et avec NICMOS⁴ dans le proche infrarouge), permettant ainsi d'obtenir la sensibilité totale de l'instrument à la longueur d'onde λ , S_λ en le comparant au flux prédit par le modèle d'émission des naines blanches F_λ :

$$S_\lambda = \frac{F_\lambda}{N_{\lambda,e}} \quad (6.1)$$

S_λ est ainsi modélisé par des splines pour chacune des trois naines blanches. La calibration finale prend la moyenne des paramètres de la base de spline ajustée sur les 3 standards. La dispersion de la spectrophotométrie de chacune des trois naines blanches corrigées de la calibration totale est d'environ 0.2%, montrant l'adéquation du modèle aux différents objets. Une fois la réponse du STIS calibrée, cette calibration est propagée à d'autres étoiles, avec comme seul prérequis leur stabilité, pour créer un réseau d'étoiles standards secondaires ayant leur SED au dessus de l'atmosphère calibrée, pouvant être observés par de nombreux types d'observatoires, avec des magnitudes allant de -2 à 17 : c'est le réseau CALSPEC⁵. Ce transfert de calibration est grandement simplifié par l'utilisation d'un instrument spatial. La variabilité de la réponse de l'instrument est contrôlée en remesurant régulièrement les standards primaires.

6.3.3 Performances et faiblesses

La calibration CALSPEC fournit un étalonnage des flux astrophysique à une précision meilleure que 1%. Elle a également montré son accord avec la calibration de Hayes comme indiqué sur la figure 6.1, avec un écart relatif inférieur à 2% entre 500 et 850 nm.

L'écart au delà de 850nm peut être expliqué par des erreurs sur la correction de l'atmosphère dans le cas de Hayes. La mise en place d'un réseau de standards secondaires a été rendue possible par l'utilisation du STIS, lui-même affranchi de l'atmosphère, permettant aux observateurs de ne pas s'en remettre uniquement à la mesure de Vega pour calibrer leur instrument.

Seules les incertitudes relatives⁶ du spectre des standards primaires ont un impact sur une analyse cosmologique. Ces dernières sont regroupées en plusieurs catégories :

³Spectrographe du HST : <http://www.stsci.edu/hst/stis>

⁴<http://www.stsci.edu/hst/nicmos/>

⁵Les spectres des standards primaires et secondaire peuvent être trouvés sur le site du STIS : <http://www.stsci.edu/hst/instrumentation/reference-data-for-calibration-and-tools/astronomical-catalogs/calspec>

⁶La pente du spectre en particulier, et non sa normalisation absolue.

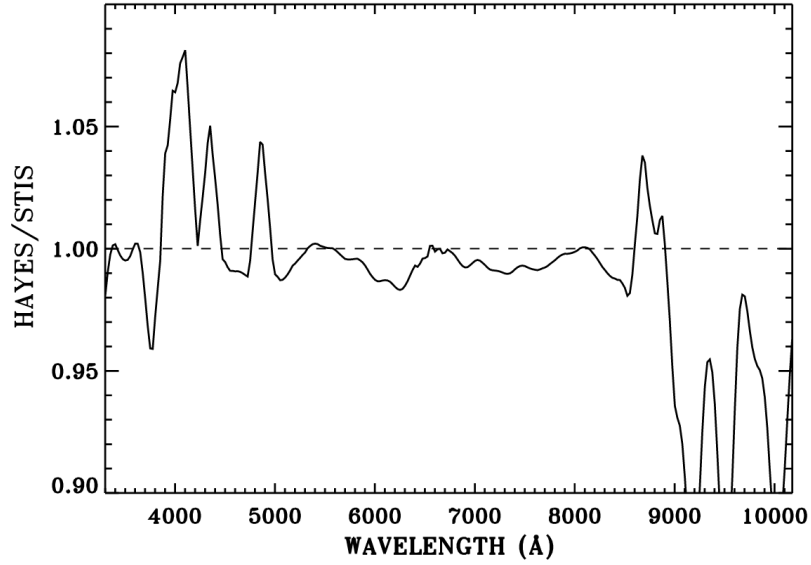


Figure 6.1 – Rapport lissé des flux de Vega selon la calibration de Hayes et la calibration CALSPEC du STIS, tirée de [BOHLIN et al. \(2014\)](#).

1. Incertitude sur les paramètres T_{eff} et $\log g$ lors de l’ajustement du modèle de transfert radiatif des naines blanches. Une erreur sur T_{eff} se propage ainsi directement sur la pente du spectre de corps noir, et donc sur la couleur de calibration.
2. La présence résiduelle de métaux dans l’atmosphère de l’étoile, même à des niveaux difficiles à mesurer, peut également avoir un impact sur le spectre, comme cela a été montré dans le cas de G191B2B ([RAUCH et al. \(2013\)](#)).
3. La comparaison de deux codes de transfert radiatif des naines blanches, implémentant tous deux la même physique, et produit respectivement par T. Rauch et R.C. Bohlin (Tlusty 204) montre qu’avec les mêmes paramètres, les modèles prédisent des SED différentes (voir figure 6.2). Cette différence n’est à ce jour pas expliquée, et pourrait résulter d’incertitudes numériques.

Ces incertitudes de modèle se propagent facilement dans le bilan total des incertitudes de la calibration CALSPEC. On peut voir ce dernier sur la figure 6.3. En additionnant les différents effets on obtient une incertitude relative d’environ 0.5% entre 300 et 1000 nm.

C’est cette incertitude sur le flux émis par les standards primaires qui est la principale source d’incertitude de la calibration CALSPEC, et la principale systématique lors de l’analyse cosmologiques de lots de supernovae de type Ia. On peut enfin ajouter que bien que simples en comparaison d’autres corps célestes, les naines blanches pure hydrogène restent des objets d’une grande complexité. Certaines erreurs systématiques peuvent encore rester inconnues, comme par exemple l’absence de prise en compte d’effets de convection dans l’atmosphère des naines blanches.

Ces considérations montrent que le chiffre de 0.5% d’incertitude totale de la calibration est incertain, et qu’une diminution de cette incertitude à 0.1% pour pouvoir atteindre les prérequis de l’analyse des SNe Ia observées par LSST apparaît difficile. Des efforts sont toutefois menés en ce sens ([NARAYAN et al., 2019](#)). Une autre approche est de tenter un transfert de calibration laboratoire-CALSPEC. C’est cet effort que poursuit l’expérience

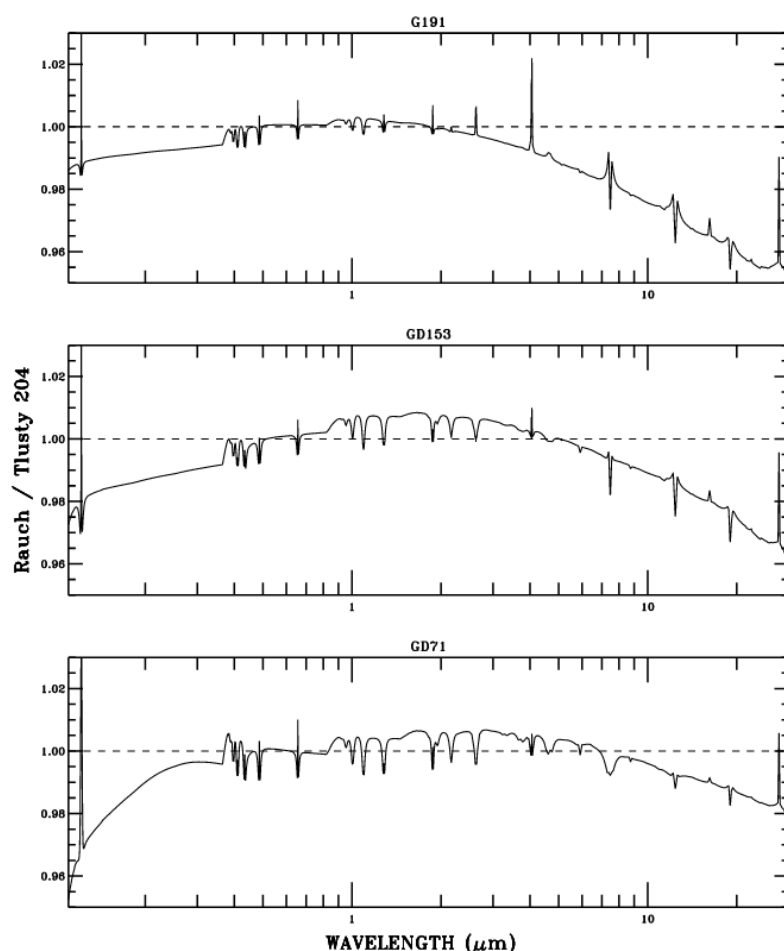


Figure 6.2 – Rapport des SED obtenues avec le modèle de transfert radiatif en équilibre thermodynamique non-local de Rauch et Tlusty 204 pour les 3 naines blanches pure hydrogène, tirée de [BOHLIN et al. \(2014\)](#). Il faut garder à l'esprit que dans le cadre de l'analyse des SNe Ia, seules les longueurs d'onde comprises entre ~ 350 et ~ 1000 nm nous intéressent, zone dans laquelle la différence est la plus faible.

StarDICE, ainsi que d'autres expériences similaires de calibration photométrique (comme le CBP, NIST-Star ou SCALA).

6.4 Principe de l'expérience StarDICE

Le but poursuivi par les expériences comme StarDICE est de réduire l'incertitude sur la pente de la calibration CALSPEC dans le domaine spectral visible jusqu'à atteindre le niveau de 0.1% requis par LSST en utilisant la calibration des flux lumineux de laboratoire, fournie par le National Institute of Standards and Technology (NIST⁷). La marche à suivre est similaire à celle employée par [HAYES et LATHAM \(1975\)](#), en ce sens que nous observons

⁷<https://www.nist.gov/>

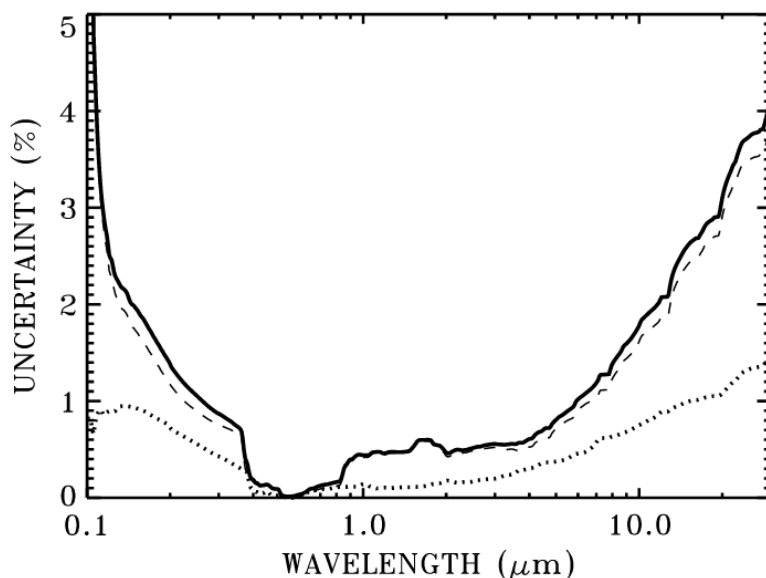


Figure 6.3 – Bilan de l'incertitude relative de la calibration CALSPEC en fonction de la longueur d'onde, tiré de [BOHLIN et al. \(2014\)](#). Les pointillés représentent l'incertitude provenant de l'erreur faite sur la détermination de T_{eff} , les tirets représentent l'incertitude issue de la comparaison des modèles Tlusty 204 et Rauch NLTE, et enfin le trait plein est leur somme quadratique, représentant l'incertitude totale. De la même manière que dans la figure 6.2, seul le domaine visible nous intéressent.

avec le même instrument une source artificielle dont la SED a été étalonnée en utilisant les standards du NIST, puis on observe les standards CALSPEC pour corriger leur calibration. Nous insistons sur le terme "*corriger*", dans le sens on nous n'allons pas effectuer sur site une mesure spectrale du flux émis par notre source calibrée et les standards CALSPEC. La raison est que la spectrophotométrie est plus complexe que la photométrie, en particulier à cause de pertes de fente, source d'erreur sur la normalisation large-bande des spectres. Il est généralement nécessaire de ré-étalonner les flux large-bande de la spectrométrie sur des données photométriques. L'objectif de StarDICE est de fournir ce ré-étalonnage pour les spectres CALSPEC.

On peut voir dans la figure 6.4 le détail de la chaîne d'intercalibration, qui se divise en deux parties principales : la première décrit l'établissement de standards de flux de laboratoire par le NIST. La deuxième décrit comment cette calibration photométrique est transmise aux standards de flux astrophysiques dans le cadre de l'expérience StarDICE.

6.4.1 Calibration photométrique du NIST

La métrologie des flux lumineux a été considérablement améliorée au cours de ces dernières années, produisant des détecteurs stables à 0.1%. Dans le domaine visible, ces détecteurs sont en général des photodiodes en silicium, dont la calibration est directement reliée au Primary Optical Watt Radiometer (POWR, [HOUSTON et RICE \(2006\)](#)), un radiomètre cryogénique mesurant l'élévation de température causée par un rayon lumineux entrant dans la cavité et reproduisant cet échauffement avec une résistance électrique calibrée, reliant

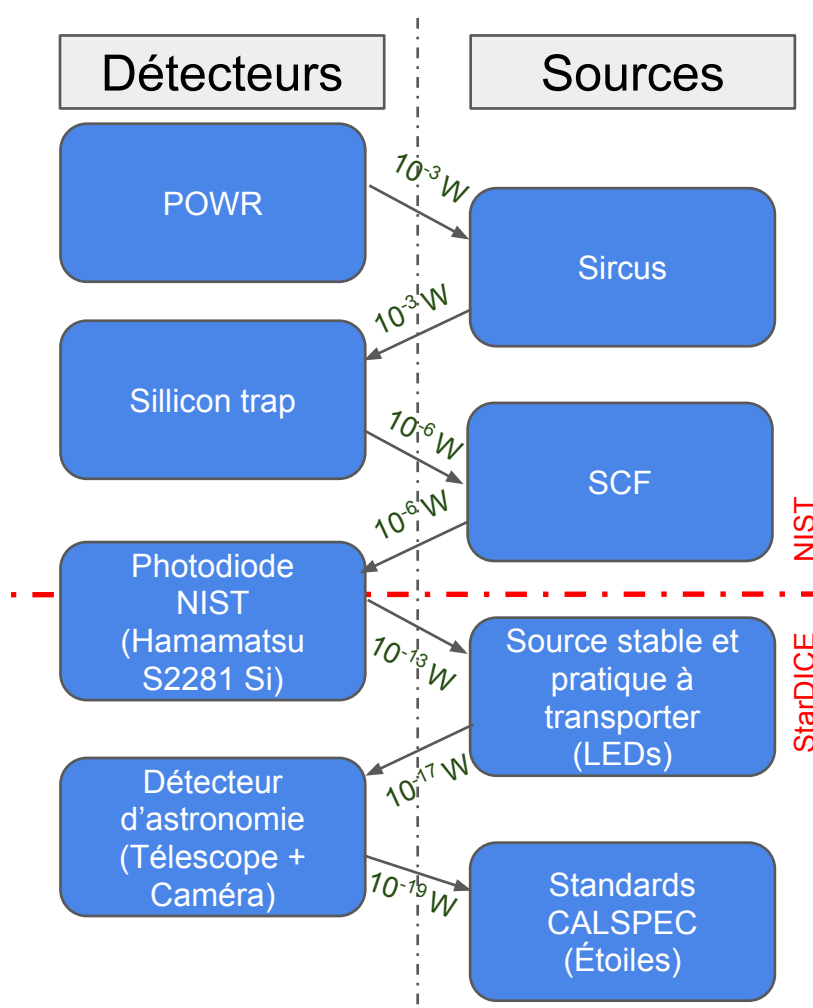


Figure 6.4 – Chaîne de la calibration paratant des standards de flux du NIST pour aller vers la calibration CALSPEC.

ainsi la puissance lumineuse à la puissance électrique. Le NIST étalonne ainsi le flux d'une source basée sur des laser accordables, SIRCUS⁸ avec une précision de 0.01% (BROWN, EPPELDAUER et LYKKE, 2006), qui enverra sa lumière calibrée dans un *piège de silicium*⁹ constitué de 3 photodiodes de silicium disposées de sorte que la lumière entrant dans le piège doive être réfléchi 5 fois pour ne pas être absorbée, produisant ainsi un détecteur ayant une efficacité quantique proche de 1 dans le domaine d'absorption du silicium. C'est ensuite en utilisant ce détecteur et le Spectral Comparator Facilities (SCF¹⁰) que le NIST calibre des photodiodes qu'il peut ensuite distribuer.

La photodiode qui nous est fournie par le NIST est une Hamamatsu S2281 d'une surface de 1cm^{-2} , dont l'efficacité est présentée figure 6.5. C'est cette calibration qui est le point de départ du transfert de calibration effectué par StarDICE.

⁸<https://www.nist.gov/laboratories/tools-instruments/sircus-facility-and-uncertainties>

⁹<https://www.nist.gov/programs-projects/transfer-and-working-standard-radiometers-and-photometers>

¹⁰<https://www.nist.gov/laboratories/tools-instruments/spectral-comparator-facilities>

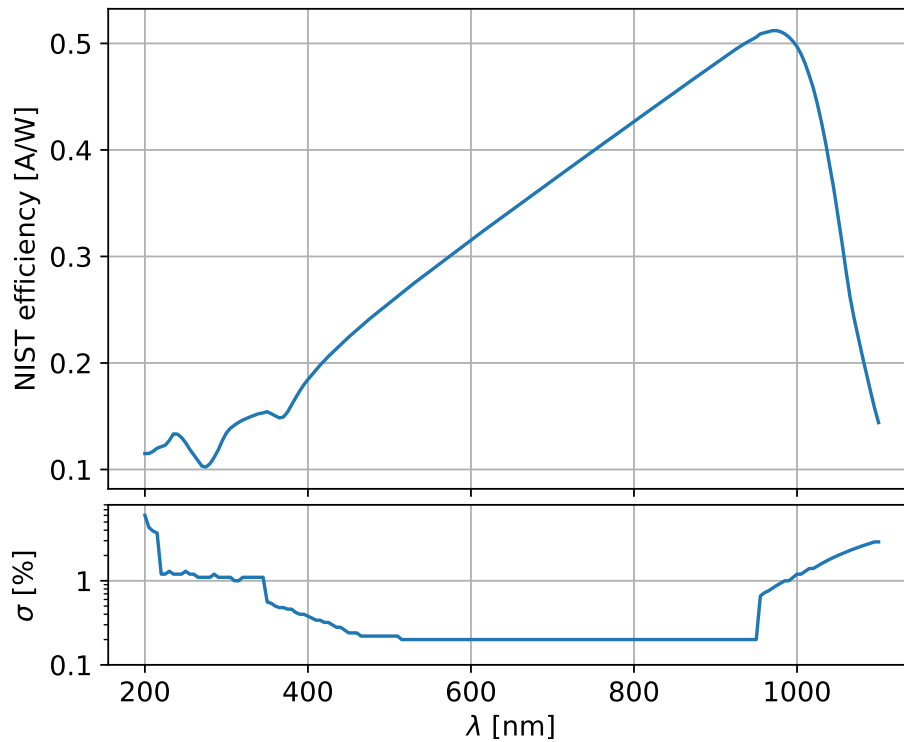


Figure 6.5 – Panneau du haut : Calibration de la réponse de la photodiode Hamamatsu S2281 fournie par le NIST en A/w. Panneau du bas : Incertitude sur cette calibration à $k = 2$.

6.4.2 Chaîne d'intercalibration des standards CALSPECs

La chaîne d'étalonnage proposée par StarDICE utilise donc la photodiode calibrée par le NIST pour élaborer le modèle spectrophotométrique d'une source artificielle en laboratoire (détails chapitre 7), cette source est ensuite observée à l'aide d'un système de détection typique de ce qui est habituellement utilisé en astronomie, à savoir un télescope doté d'une camera CCD et d'un jeu de filtres optiques. Ce même télescope nous sert à observer les étoiles ayant une calibration déterminée par CALSPEC, avec notamment l'observation directe des naines blanches pure hydrogène (voir le schéma 6.4) pour effectuer le transfert de calibration (chapitre 9).

Pour que les trois étapes du transfert de calibration soient réalisables, il faut que le dispositif réponde à certaines spécifications :

La source artificielle doit :

- Être stable au niveau de la précision à laquelle on souhaite effectuer le transfert de calibration.
- Avoir un flux assez élevé pour que son spectre soit mesurable et donc calibrable.

- Produire un flux lumineux à 100m suffisamment faible pour ne pas saturer le détecteur (correspondant à une étoile de magnitude 8).
- Avoir une taille physique faible, pour que le détecteur ne la résolve pas, et ainsi produire une source ponctuelle dans le détecteur. Le chemin emprunté par le faisceau de calibration est ainsi similaire à celui emprunté par le faisceau de science.

De son côté, de système caméra+télescope doit :

- Avoir une ouverture assez faible pour ne pas saturer lors de la mesure du faisceau de calibration.
- Avoir une ouverture assez importante pour pouvoir acquérir des images d'étoiles de magnitude 13 (magnitude typique des standards primaires CALSPEC) en moins d'une minute.
- Ne pas résoudre la taille de la source de laboratoire (toujours pour obtenir une source ponctuelle).

La transmission totale du détecteur est caractérisée en deux temps. Dans un premier temps, on mesure la forme détaillée de sa réponse en longueur d'onde en laboratoire (transmission monochromatique). Et dans un deuxième temps, on établit la réponse large bande du détecteur sur site, en mesurant le flux émis par la source de calibration (corrections large bande). Pour que le transfert de calibration fonctionne, la transmission monochromatique de l'instrument doit être stable au cours d'une année, car elle ne peut pas être inférée des mesures photométriques de la source de calibration. De son côté, la transmission large-bande doit être stable au cours d'une nuit d'observation, pour que la correction déterminée sur les LEDs soit applicable aux mesures des étoiles de la même nuit.

6.4.3 Résumé du dispositif instrumental

Dans les faits, il est difficile d'effectuer toutes les étapes à une précision de 0.1%, nous passons ainsi par une étape de *test de concept* de l'expérience, qui est le sujet principal de cette thèse. L'objectif du test de concept est de mettre en oeuvre un prototype complet de l'expérience, mettant en évidence les difficultés rencontrées et en proposant des solutions pour la phase finale de l'expérience.

Côté source de calibration nous utilisons des LEDs de spectre étroit (quelques dizaines de nm de largeur à mi-hauteur) comme source artificielle, SnDICE. Ce choix avait été fait par [REGNAULT et al. \(2015\)](#) pour la calibration de MegaCAM, qui avait démontré une stabilité meilleure que 0.1%. De plus, les LEDs ont une zone émettrice d'une largeur inférieure à 1mm, ce qui fait un angle d'environ 1 seconde d'arc à 100m. Cette source vérifie donc déjà la plupart des prérequis. Cependant, son but initial étant de produire des flatfields pour MegaCAM, ses flux sont beaucoup trop élevés pour ne pas saturer notre détecteur dans des temps d'exposition raisonnables. Nous avons donc diminué les flux de cette source, nécessitant une nouvelle caractérisation de cette dernière.

Côté détecteur, nous utilisons un télescope Newton avec un miroir primaire de 10" ($\sim 25.4\text{cm}$) de diamètre et une distance focale de 1m. Ce design de télescope permet une modélisation simple du trajet de la lumière au sein du dispositif. La taille d'un pixel de la caméra CCD que nous utilisons sur le plan focal est d'environ 2 secondes d'arc. Les pixels sont ainsi plus larges que la taille apparente de nos LEDs à une distance d'environ 100m.

Les schémas figure 6.6 résument la disposition des équipements telle qu'elle est sur site pour le transfert de la calibration de la source de laboratoire vers les CALSPECS. Tout se base ainsi sur la maîtrise des différences existantes entre le faisceau de calibration et le faisceau de science.

Comme nous utilisons une source avec des flux beaucoup plus faibles que celle utilisée dans REGNAULT et al. (2015), nous étudions la stabilité des flux dans cette nouvelle gamme, ainsi que la faisabilité de l'élaboration d'un modèle spectrophotométrique pour ces LEDs bas-flux sur banc, ce qui est le sujet du chapitre suivant.

De plus, comme nous ne mesurons que des flux large-bande, nous devons être capables de contraindre la transmission relative du détecteur au %, pour pouvoir interpoler entre les points qui seront fournis par les mesures des LEDs : la caractérisation de la transmission relative de l'instrument sera le sujet du chapitre 8.

6.4.4 Faisceaux de calibration et de science

Le flux φ_b d'une LED de SED $C(\lambda, T)$ (obtenu sur banc), mesuré dans une bande passante b en e^-/s peut être modélisé par :

$$\varphi_b(T, t) = \frac{S}{hc} \int C(\lambda, T) T_b(\lambda, t) A'(\lambda, t) \lambda d\lambda \quad (6.2)$$

où S est la surface effective de collection des photons du miroir primaire du télescope, $T_b(\lambda, t)$ est la transmission de l'instrument, produit de l'efficacité quantique du détecteur, de la transmission du filtre b , et de la réflectivité du miroir primaire et du secondaire, le tout en e^-/γ . On suppose que T_b peut varier lentement avec le temps. $A'(\lambda, t)$ est la transmission de l'air sur le chemin séparant la source du détecteur, supposée assez proche de 1 en raison de la faible distance les séparant.

Le flux ϕ_b d'une étoile de SED $S(\lambda)$ mesuré dans une bande passante b en e^-/s peut être modélisé par :

$$\phi_b(t, a) = \frac{S}{hc} \int S(\lambda) T_b(\lambda, t) A(\lambda, t, X) \lambda d\lambda \quad (6.3)$$

où $A(\lambda, t)$ est la transmission de l'atmosphère sur la ligne de visée, dépendant d'une part des conditions de pression à l'observatoire, de la composition de l'atmosphère à un instant t , ainsi que de la masse d'air (X , airmass dans la suite) traversée par la ligne de visée : le flux d'une étoile observée au zenith sera moins absorbé que celui d'une étoile observée avec un angle de 45° par rapport à ce dernier.

Le transfert de calibration se fait en supposant que $S(\lambda)$, la vraie SED de l'étoile, peut être

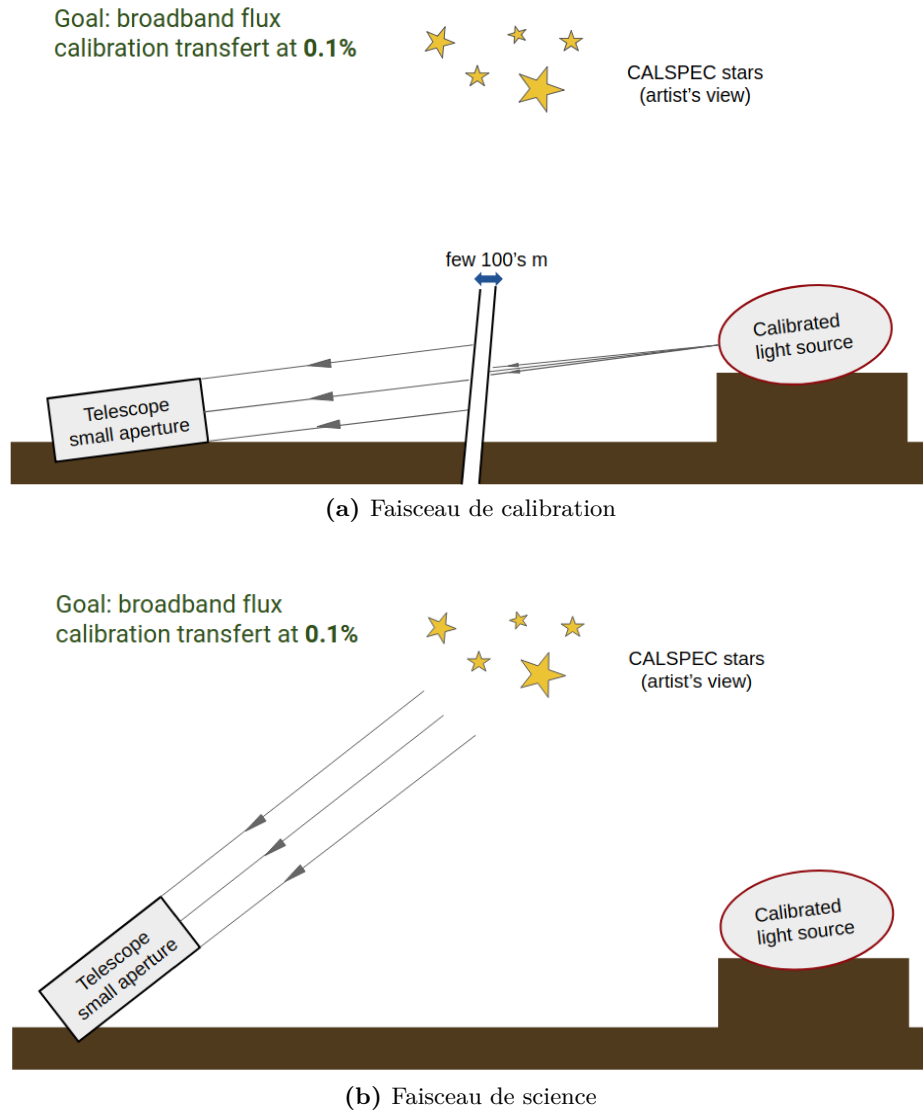


Figure 6.6 – (a) Schéma pour le faisceau de calibration et (b) de science.

divisée en deux parties :

$$S(\lambda) = \kappa(\lambda) \times S_{\text{CALSPEC}}(\lambda) \quad (6.4)$$

où S_{CALSPEC} est la SED de l'étoile telle que fournie par la calibration CALSPEC et $k(\lambda)$ est la correction de cette calibration par l'étalonnage des standards de laboratoire. $\kappa(\lambda)$ est supposé lisse, car on souhaite corriger la pente de la calibration CALSPEC, et est modélisé par un polynôme. Le transfert de calibration revient ainsi à ajuster les paramètres de $\kappa(\lambda)$ sur les données prises sur site selon les deux lignes de visée.

Dans cette expérience, dont le protocole ressemble beaucoup à celui de [HAYES et LATHAM \(1975\)](#), la transmission de l'instrument et la technique de photométrie sont les mêmes pour les deux lignes de visée, le principal composant qui devra être modélisé pour permettre le transfert de calibration est la transmission atmosphérique selon chacune des deux lignes de visée, selon toute vraisemblance très différente car le faisceau de science traverse plusieurs km d'atmosphère alors que le faisceau de calibration ne traverse qu'une centaine de mètres.

Plusieurs approches sont possibles pour la modélisation de l'atmosphère selon les deux lignes de visée :

- Une régression linéaire de la magnitude mesurée des CALSPEC en fonction de l'airmass, les "*droites de Bouguer*", permettant d'extrapoler le flux de l'étoile à une masse d'air nulle permettant ainsi d'obtenir un terme d'extinction large-bande dû à l'atmosphère par nuit.
- La modélisation de la courbe de transmission atmosphérique, dépendant de divers composants comme la pression, la quantité de vapeur saturante selon la ligne de visée, ou encore les quantités d'aérosols.
- Une solution hybride, utilisant les données photométriques pour contraindre les quantités citées dans le point précédent, et qui sont difficiles à mesurer, et ainsi produire des modèles de transmission de l'atmosphère.

Ce sujet sera abordé dans le chapitre 9.

6.4.5 L'Observatoire de Haute-Provence

Le site qui a été choisi pour les observations astronomiques est l'Observatoire de Haute-Provence¹¹, situé à 12km au Nord de Manosque, et à une altitude de 660m par rapport au niveau de la mer. Une des raisons pour le choix de ce site est la disponibilité de nombreuses données météorologiques pouvant aider à évaluer la transmission atmosphérique.

Nous utilisons pour le moment deux installations de l'observatoire pour StarDICE : La première est l'une des deux coupoles dite "jumelées", dans laquelle nous avons installé notre télescope et d'où nous effectuons la prise de données. La deuxième est le bâtiment du télescope de 152cm de diamètre, au nord-est de la première, où nous avons installé la tête de LED ainsi que son électronique de contrôle dans le renforcement d'une des fenêtres à l'étage (voir figure 6.7). La distance séparant les LEDs du télescope est de 113.4m, obtenue par télémétrie laser, et l'alignement du faisceau de calibration avec le télescope a également été fait en utilisant un laser. L'élévation de la source par rapport au télescope est de 8.3°.

6.5 Autres expériences d'étalonnage instrumental

Au cours des dernières années, la grande partie des tentatives d'étalonnage instrumental des détecteurs astronomiques étaient effectuées par la mesure du flux d'images plates (flat fields) produites par des sources de flux connu, directement sur les instruments utilisés pour les mesures de science (comme dans le cas de DICE pour SNLS (REGNAULT et al., 2015)). Cette méthode s'est avérée difficile à interpréter, principalement à cause des différences entre le faisceau de science et le faisceau de calibration, causant des réflexions et de la diffusion

¹¹<http://www.obs-hp.fr/welcome.shtml>



Figure 6.7 – Vue satellite de la répartition de l'équipement. Le télescope est monté à l'intérieur de la coupole en bas à droite (Jumelés). La tête de LED se situe dans le renforcement d'une fenêtre à l'étage du télescope T152 en haut à gauche de l'image. La tête de LED est orientée à l'aide d'un laser pour pointer vers la position du télescope.

de lumière à l'intérieur du télescope dans le cas d'un flatfield. Les systématiques sont par exemple présentes à hauteur de plusieurs % dans la mesure effectuée par [TONRY et al. \(2012\)](#) pour Pan-STARRS¹². Les nouvelles générations d'expérience d'étalonnages, dont StarDICE fait partie, adressent ce problème en produisant un faisceau de calibration aussi proche que possible du faisceau de science. On présente ici 3 autres expériences d'étalonnage utilisant des techniques différentes pour la production de leur faisceau de calibration.

6.5.1 SCALA

Le SNIFS Calibration Apparatus (SCALA, [LOMBARDO et al. \(2017\)](#)) est un autre exemple de stratégie de calibration. Cette expérience est montée sur le SuperNova Integral Field Spectrograph (SNIFS, [LANTZ et al. \(2004\)](#)) dans le cadre de la collaboration Nearby Supernova Factory ([ALDERING et al., 2002](#)). SCALA a pour but de fournir une calibration de l'instrument SNIFS à un échantillonnage fin en longueur d'onde de 320 à 1000 nm.

À l'inverse de StarDICE, SCALA transfère la calibration de laboratoire vers son instrument in-situ : la lumière d'une lampe (Xe ou Halogène, en fonction de la plage de longueur d'onde étudiée) est sélectionnée en longueur d'onde par un monochromateur puis transmise par un

¹²<https://panstarrs.stsci.edu/>

faisceau de fibres optiques vers 6 sphères intégrantes, réparties aux sommets d'un hexagone centré sur l'axe optique du télescope. Chacune de ces sphères intégrantes illumine un jeu de trois miroirs ayant une ouverture de 1° , formant ainsi dans le plan focal un ensemble de 18 planètes¹³. Le contrôle du flux partant des miroirs est effectué à l'aide de photodiodes calibrées, les Cooled Large Area Photodiodes (CLAP, produites et calibrées au LPNHE et utilisées pour l'expérience DICE (REGNAULT et al., 2015)), ayant une précision meilleure que 0.7% sur le domaine de longueur d'onde considéré, et non prédit par un modèle spectrophotométrique de la source comme c'est le cas pour StarDICE, les LEDs étant plus stables que les lampes Xe ou halogène. La transmission relative du système "fibre + sphère intégrante +

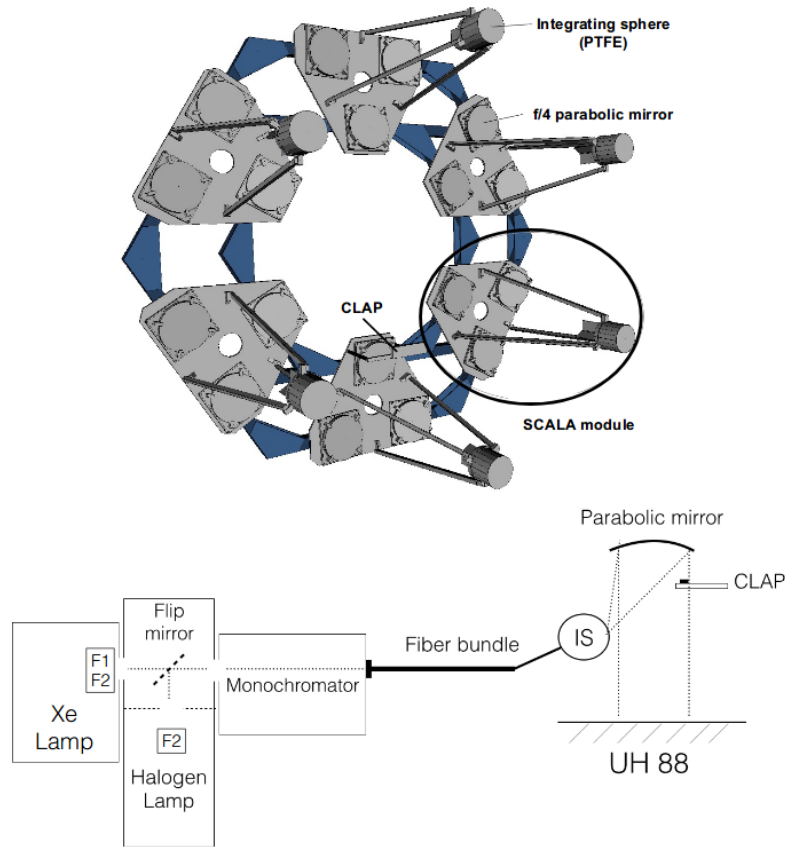


Figure 6.8 – Haut : arrangement hexagonal des 6 sous-modules de SCALA. Bas : Schéma du trajet du faisceau de la lampe vers le télescope dans SCALA. Cette figure est tirée de LOMBARDO et al. (2017), Figure 1.

miroir" est caractérisée en laboratoire en prenant un des 18 faisceaux comme référence. Elle est ensuite comparée à la transmission relative entre chaque faisceau obtenue sur site pour mettre en évidence d'éventuels problèmes de non-uniformité des miroirs, pouvant donner lieu à des incertitudes systématiques car seul 17% de la surface totale du miroir primaire est illuminée par le dispositif.

Une comparaison entre la calibration SCALA et la calibration CALSPEC est présentée dans KÜSTERS (2019), avec un accord à 1.5% pour des longueurs d'onde supérieures à 450nm. À l'heure actuelle, la principale source d'incertitudes dans la calibration de SCALA

¹³Le faisceau n'étant pas complètement collimé, la tâche laissée dans le détecteur est plus grande que la PSF, justifiant le nom de "planète".

est la présence d'émissions "hors-bandes" à la sortie du monochromateur en dehors de la longueur d'onde prévue. Ces émissions sont sans doute dues à des réflexions internes au monochromateur et font partie du flux mesuré par la CLAP, alors que ces longueurs d'onde ne sont pas mesurées dans le SNFIS, donnant lieu à un biais de transmission.

6.5.2 CBP

Le Collimated Beam Projector (CBP) est une autre expérience de calibration in-situ en développement à Harvard. La lumière monochromatique émise par un laser accordable est envoyée dans une sphère intégrante. Cette sphère intégrante possède deux voies de sortie : la première mène à une photodiode en silicium calibrée par le NIST, qui permettra de calculer l'évolution relative du flux émis par la source, et la deuxième à une optique de collimation permettant d'envoyer un faisceau collimé vers le télescope que l'on souhaite calibrer. Une roue à filtres est placée sur le plan focal de l'optique de collimation, pouvant contenir des masques perforés de trous de quelques dizaines de μm de diamètre permettant de créer des images semi-ponctuelles dans le plan focal du télescope à calibrer.

Le CBP sera *in fine* monté sur LSST, et permettra notamment de faire une étude du ghosting¹⁴, les images laissées par les réflexions secondaires dans l'optique d'un télescope, en fonction de la longueur d'onde. Il pourra également étudier les variations spatiales de l'efficacité quantique de la caméra de LSST et également estimer sa transmission relative totale. Pour ce faire, comme l'ouverture du faisceau collimé émis par le CBP est beaucoup plus faible que l'ouverture de LSST, cette opération nécessitera plusieurs pointés. De plus, étant donné que le flux du CBP est monitoré par une photodiode NIST à un des ports de la sphère intégrante, la transmission totale du système *masque + collimateur* doit être mesurée pour pouvoir transférer la calibration du NIST vers le télescope. Cette étape est actuellement en cours dans les infrastructures du NIST. Une description plus détaillée de l'instrument peut être trouvée dans COUGHLIN et al. (2016).

6.5.3 NIST Stars

Le NIST a lui-même démarré une expérience de calibration ayant le même principe que StarDICE, qui est de transférer la calibration de laboratoire vers les standards astrophysiques. L'expérience NIST Stars¹⁵ consiste en l'observation d'une lampe Quartz Tungsten et Halogène dont le flux est monitoré par un spectrographe calibré par le NIST, avec un télescope situé 100m environ afin de créer une image quasi-ponctuelle dans son plan focal. Les principales différences avec StarDICE sont d'une part que le flux de la source de calibration est monitoré *in-situ*, et d'autre part que le flux émis par la lampe est mesuré par un spectrographe,

¹⁴Réflexions parasites sur les optiques intermédiaires du télescope.

¹⁵https://www.nist.gov/sites/default/files/documents/2017/08/29/nist_stars_description_for_wfirst_cal_plan.pdf

pour calibrer ce dernier, qui produira donc également les spectres calibrés des standards astrophysiques. Les standards en eux-mêmes (Vega et Sirius) sont également plus brillants.

6.5.4 Comparaison

L'existence de ces différents dispositifs est un atout majeur dans l'optique d'une calibration photométrique plus précise (leurs principales caractéristiques sont résumées dans la table 6.1).

Premièrement, leurs incertitudes systématiques sont de natures différentes : les calibrations *in-situ* avec une source proche sont sujettes à des lumières diffusées et d'éventuelles erreurs peuvent provenir de la différence de chemin parcouru entre les faisceaux de calibration et les faisceaux de science. De plus ces expériences n'ont pas recours à une illumination complète du miroir primaire du télescope à calibrer, entraînant de possibles erreurs en cas d'inhomogénéité de l'optique. De leur côté, les expériences comme StarDICE et NIST Stars sont sujettes à l'incertitude sur la détermination de l'absorption de l'atmosphère sur les différentes lignes de visée, mais élimine essentiellement les autres sources d'erreur.

Deuxièmement, ces différentes expériences pourront comparer leurs résultats une fois la précision voulue atteinte afin de les confirmer.

Enfin, des collaborations entre les différentes équipes ont déjà lieu, avec par exemple une future utilisation d'un exemplaire transportable du CBP à l'Observatoire de Haute Provence pour déterminer la transmission relative du télescope sur site, afin d'effectuer une interpolation plus fine de la calibration photométrique large bande fournie par StarDICE.

Toutes ces expériences ont comme échéance la prise de données de LSST, mais on peut noter qu'elles pourront fournir un étalonnage du flux des standards astrophysiques présent dans les images de calibration *a posteriori*, et ainsi recalibrer entièrement le diagramme de Hubble des SNe Ia à chaque itération.

	NIST Stars	CBP	SCALA	StarDICE
Faisceau	Étoile	Planète	Planète	Étoile
Lumière émise	Blanche	Monochrom.	Monochrom.	Spectre étroit
Couverture primaire	100%	0.1%	10% (masque)	100%
Détecteur	Spectromètre	Photomètre	Spectromètre	Photomètre

Tableau 6.1 – Résumé des caractéristiques des différentes expériences d'étalonnage instrumental présentées dans ce chapitre. On compare en particulier la forme de la tâche laissée par le faisceau de calibration (étoile pour une source ponctuelle, planète pour une source résolue), le type de lumière émise par la source de calibration, la proportion du miroir primaire illuminée par le faisceau de calibration, et enfin le type de détecteur utilisé pour la mesure (spectroscopie ou photométrie).

ÉTALONNAGE DU FLUX LUMINEUX DE LA SOURCE STARDICE

Sommaire

7.1	Source lumineuse polychromatique à bas flux	112
7.1.1	Les LEDs	112
7.1.2	Modifications de la source SnDICE2	113
7.1.3	Caractérisation spectrophotométrique des LEDs	114
7.2	Mesures spectrophotométriques	115
7.2.1	Le banc spectrophotométrique du LPNHE	115
7.2.2	Mesure de distances	116
7.2.3	Cartographie du faisceau	117
7.2.4	Mesures de la relation flux-température	118
7.2.5	Les spectres	120
7.3	Modèle spectro-photométrique des LEDs	122
7.3.1	Ajustement des paramètres du spectre	122
7.3.2	Ajustement de la loi de normalisation	123
7.3.3	Résultats	123
7.4	Bilan des incertitudes	124
7.4.1	Bruit des LEDs	125
7.4.2	Incertainitudes du modèle	127
7.4.2.a	Hystérésis	127
7.4.2.b	Transitoires courts	129
7.4.2.c	Transitoires longs	129
7.4.2.d	Dérive	131
7.4.2.e	Bilan	131
7.4.3	Incertainitude primaire	131
7.4.4	Incertainitude sur la longueur d'onde moyenne des spectres	131
7.5	Conclusion et perspectives d'amélioration	132
7.5.1	Amélioration de la standardisation des LEDs	133
7.5.2	Métrologie des spectres à bas flux	139

7.1 Source lumineuse polychromatique à bas flux

7.1.1 Les LEDs

Les LEDs sont des sources dont la lumière provient de la recombinaison de paires électron-trous dans la zone active d'une jonction P-N. Leur longueur d'onde dépend au premier ordre de la différence entre le niveau d'énergie de la bande de valence et celle de la bande de conduction (bandgap), et au second ordre du spectre en énergie des porteurs. Leur efficacité quantique dépend elle de l'intensité i du courant alimentant la jonction P-N et de sa température T .

En théorie on doit donc pouvoir caractériser ces effets qui ne dépendent que de i et T , et ainsi obtenir le spectre d'une LED $S_i(\lambda, T)$. En pratique, les LEDs sont des dispositifs à durée de vie longue, et le comportement de la plupart d'entre elles s'approche de la théorie. Un test de cette hypothèse a été réalisé dans [REGNAULT et al. \(2015\)](#) sur un lot de 24 LEDs de spectre étroit ($\frac{\delta\lambda}{\lambda} \sim 7\%$), allant du proche infra-rouge au proche ultra-violet (350nm – 1000nm). Le dispositif contenant ces 24 LEDs, DICE, dont le design est décrit dans [JURAMY \(2006\)](#) (figure 7.1), et ayant pour mission la production de d'images plates sur le plan focal de la caméra MegaCAM au CFHT afin de caractériser sa transmission pour le relevé de SNe Ia SNLS (SnDICE2).

La caractérisation de ces LEDs avait été réalisée sur le banc spectrophotométrique du

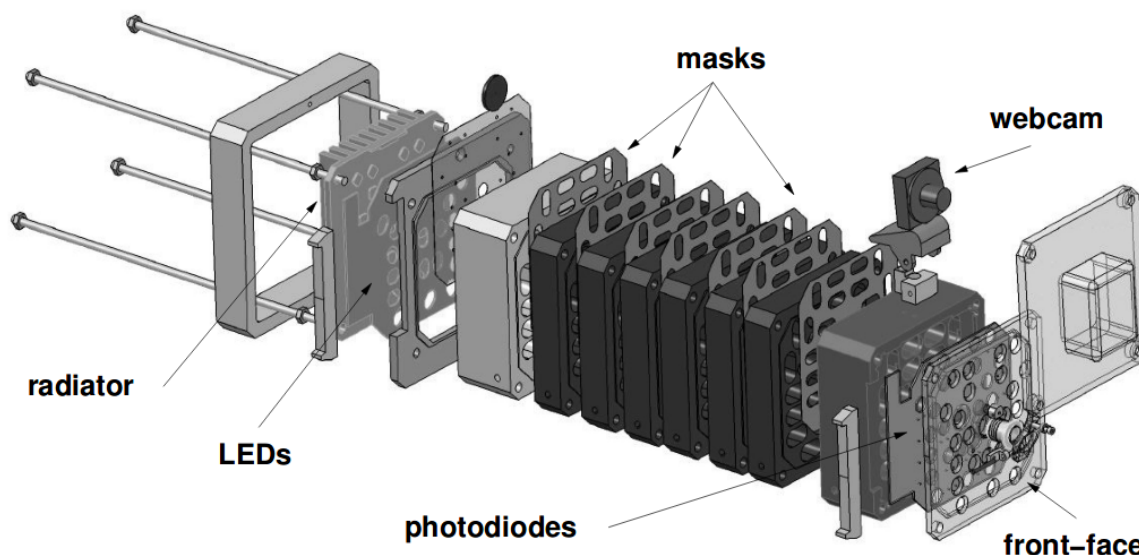
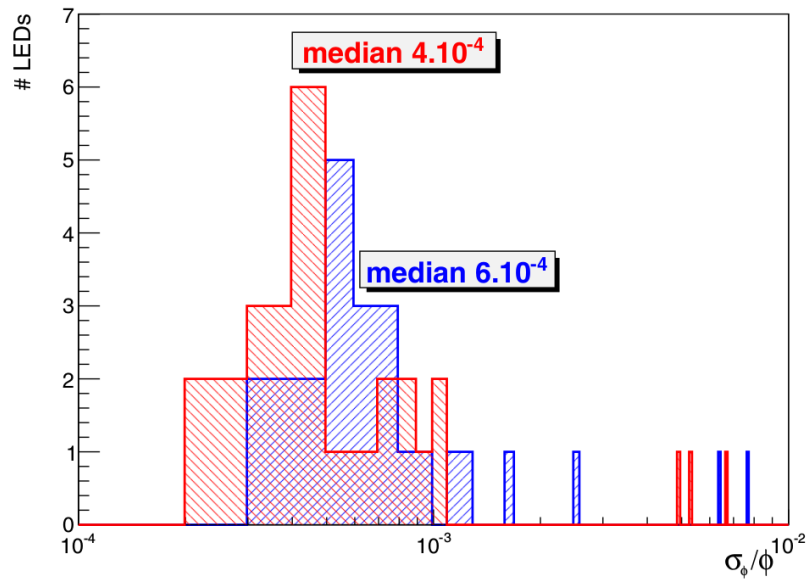


Figure 7.1 – Design de la tête de LED DICE. Elle est composée de 8 blocs d'aluminium entre lesquels sont intercalés des masques anti-réflexion.

LPNHE pour des températures comprises entre 0 et 25°C. La mesure de température est

assurée par une PT1000 liée thermiquement au radiateur sur lequel sont collées les LEDs. La tête de LEDs dispose de photodiodes dans chaque canal, permettant de monitorer d'éventuelles dérives du flux émis au cours du temps.

REGNAULT et al. (2015) a montré que la standardisation avec la température du flux émis par la source était stable au niveau de 10^{-4} , niveau équivalent à la standardisation avec le flux reçu par la photodiode de contrôle (figure 7.2). Ce résultat ouvre la possibilité de fabriquer une source lumineuse intrinsèquement stable opérant à des flux trop faibles pour que le schéma classique de standardisation via une photodiode de contrôle puisse être appliqué. On peut envisager la fabrication d'une étoile artificielle de magnitude et de spectre connus.



banc spectrophotométrique du LPNHE. L'un des principaux défis de la preuve de concept de StarDICE est de reproduire des résultats similaires à [REGNAULT et al. \(2015\)](#) en terme de précision du modèle spectrophotométrique des LEDs ($S(\lambda, T)$) à des flux 10^4 fois plus faibles.

7.1.3 Caractérisation spectrophotométrique des LEDs

La caractérisation du modèle spectrophotométrique des LEDs nécessite :

1. Une mesure précise de la distance les séparant de la photodiode.
2. La constitution d'une carte du faisceau de chaque LED, dans le plan perpendiculaire à son axe.
3. Une mesure du flux intégré émis par les LEDs sur une plage de températures telle qu'elle peut être rencontrée sur site.
4. Une mesure de la forme de leur spectre, dans le même domaine de température.

Ce modèle spectrophotométrique de l'émission des LEDs permettra de prédire leur flux émis sur site.

Tableau 7.1 – Caractéristiques des LEDs utilisées pour l'expérience StarDICE. I est l'intensité à laquelle elle sont opérées, R leur résistance, et λ leur longueur d'onde centrale approximative.

Canal	I [μA]	R [$\text{k}\Omega$]	λ [nm]	Modèle
1	125	50	805	SMC810
2	83	75	570	SMT570
3	83	75	472	APG2C1-395
5	125	50	952	SMC940
6	125	50	722	APG2C1-720
7	125	50	536	LA W5SM Golden Dragon
8	50	125	880	SFH421-880
9	125	50	780	APG2C1-780
11	125	50	830	APG2C1-830
12	125	50	660	APG2C1-660
13	250	25	527	LTW5SG
14	125	50	408	S8D40
15	125	50	851	SFH4230
16	125	50	422	S8D42
17	125	50	908	APG2C1-905
18	125	50	634	LRW5SM
19	125	50	365	APG2C1-365E
20	125	50	594	LY W5SM Golden Dragon
21	50	125	959	APG2C1-970
22	83	75	690	APG2C1-690
23	83	75	465	LBW5SG
24	125	50	342	S8D34D

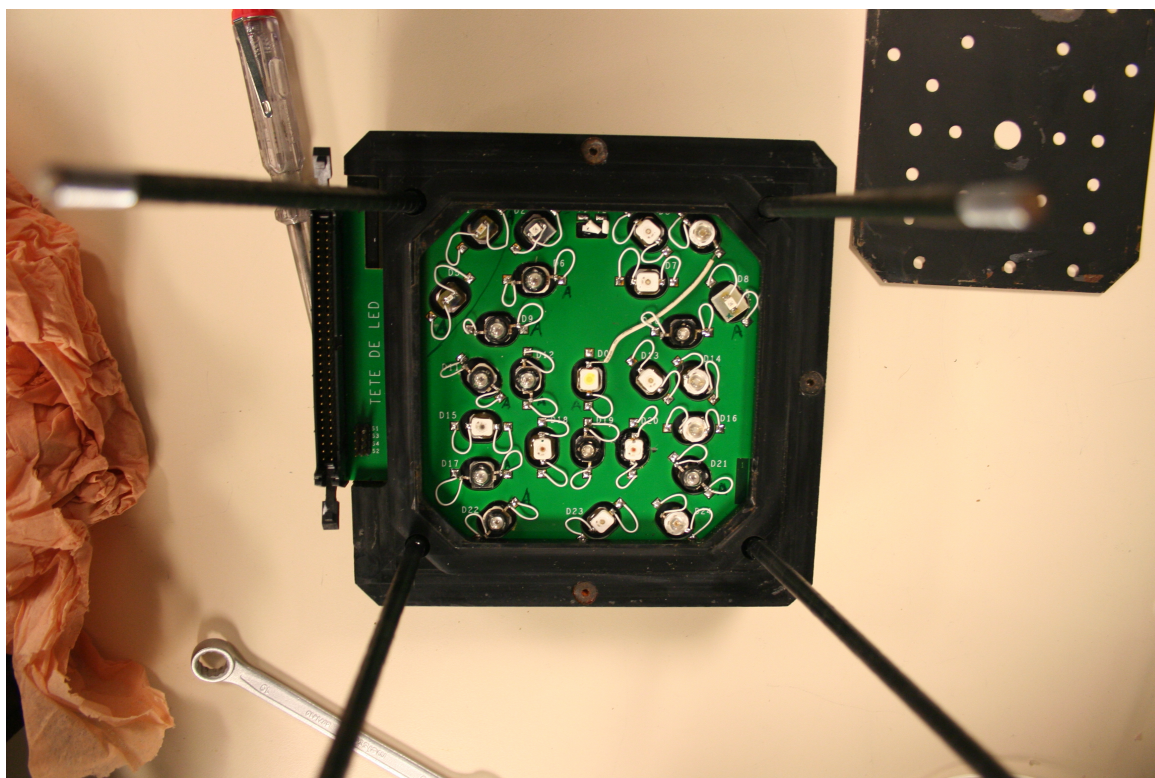


Figure 7.3 – Disposition des LEDs sur la carte électronique à l’arrière de la tête.

Ce chapitre détaille les mesures obtenues à l’aide du banc spectrophotométrique mis en place pour SnDICE, et légèrement modifié pour les besoins de notre étude. Notre analyse a montré que ce dispositif ne pouvait pas fournir les spectres (4) au niveau de précision requis. À des fins illustratives, nous poursuivons néanmoins l’analyse à l’aide des spectres obtenus à plus haut flux, tandis que nous discutons les perspectives instrumentales pour l’obtention des spectres.

7.2 Mesures spectrophotométriques

7.2.1 Le banc spectrophotométrique du LPNHE

Le banc de mesures, dont un schéma est présenté figure 7.4, se compose de trois parties :

- La tête de LED, fixée sur un support motorisé permettant de la déplacer dans le plan (x, y) orthogonal au faisceau des LEDs.
- La photodiode du NIST, elle aussi fixée sur un support permettant de la déplacer dans le plan (x, y), mais avec un moteur supplémentaire permettant de faire varier la

distance la séparant de la tête de LED, selon l'axe z , avec une amplitude de mouvement d'environ 160cm.

- Un monochromateur de type Czerny-Turner, pouvant être intercalé entre les LEDs et la photodiode, permettant de disperser en longueur d'onde le flux d'une image produite dans sa fente d'entrée à l'aide de trois réseaux, chacun optimisant la transmission totale pour une plage de longueur d'onde donnée.

Ce dispositif est placé dans une enceinte de dimensions $2\text{m} \times 2\text{m} \times 3.5\text{m}$ noire et isolée thermiquement du reste de la pièce. Le photo-courant produit par une illumination de la photodiode du NIST est lu par un Keithley 6514 en mode ampèremètre, lui-même placé à l'extérieur de l'enceinte. La température à l'intérieur de l'enceinte est contrôlée à l'aide d'une machine à froid, située à l'extérieur, et envoyant de l'air froid à l'intérieur du banc du côté de la tête de LED et évacuant l'air chaud par un conduit situé au plafond au dessus de la tête de LED.

Au cours de notre étude, nous avons apporté deux modifications au design originel du banc :

- Le blindage électrique reliant la photodiode NIST au Keithley a été amélioré, permettant de réduire le bruit d'un facteur 10, divisant le bruit de mesure d'un facteur 10, le portant à 8fA dans le calibre le plus bas du Keithley (20pA).
- Le compartiment contenant l'étoile artificielle et son électronique a été isolé du reste du dispositif afin de réduire les variations de température induites par le refroidissement de la tête de LED, car la calibration de la photodiode NIST est effectuée à température constante (23°C). Un trou de quelques centimètres de diamètre permettant de laisser passer la lumière des LEDs du premier compartiment au second est la seule zone de contact direct entre les deux environnements.

7.2.2 Mesure de distances

La distance séparant chacune des 22 zones émitrices de la photodiode est mesuré en ajustant la relation :

$$\varphi(z) = \frac{\varphi_0}{(z - z_0)^2} \quad (7.1)$$

Les flux des LEDs de StarDICE étant trop faible, cette relation est ajustée sur les mesures de flux de SnDICE avec à 4 positions en z . La distance moyenne entre la tête de LEDs et la photodiode (z_0) est susceptible de changer à chaque réinitialisation du banc, sa valeur ajusté sur les anciennes données SnDICE n'est donc pas pertinente. En revanche, l'écart selon l'axe z entre les différentes LEDs (Δz_0) reste constant. Ces écarts sont présentés dans la table 7.2. L'incertitude sur les Δz_0 est systématiquement inférieure à 0.1mm ($\sim 10^{-4}$ fois la distance totale), et donc négligeable.

La figure 7.5 montre la répartition sur le plan (x, y) des LEDs et leur Δz_0 . On ne voit aucune structure laissant affirmer que le plan moyen des LEDs n'est pas perpendiculaire à l'axe z . On évalue z_0 dans la configuration actuelle du banc par télémétrie laser à $z_0 = 718\text{mm}$. Une

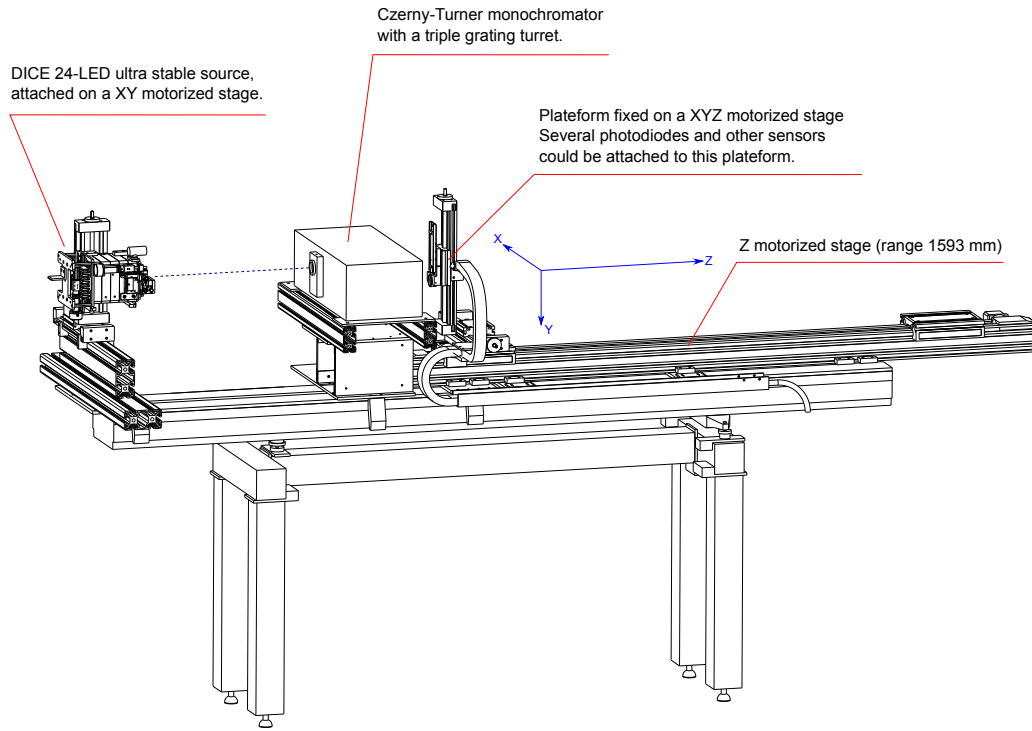


Figure 7.4 – Schéma du banc spectrophotométrique du LPNHE.

l'incertitude sur cette mesure se traduit au premier ordre par un terme gris et n'a donc pas d'impact sur le transfert de calibration.

7.2.3 Cartographie du faisceau

À la position de référence de la photodiode en z , nous effectuons des mesures du flux dans le faisceau des LEDs à différentes positions de la photodiode dans le plan (x, y) .

Le faisceau est pratiquement homogène dans un rayon de 20mm (figure 7.6), correspondant à une ouverture angulaire de 1.6° dans laquelle la photodiode est entièrement illuminée, puis chute rapidement dès lors que la photodiode intercepte les bords du faisceau.

Le barycentre du faisceau est tel que :

$$\left(x_c = \frac{\sum_i \varphi(x_i, y_i) \times x_i}{\sum \varphi(x_i, y_i)}, y_c = \frac{\sum_i \varphi(x_i, y_i) \times y_i}{\sum \varphi(x_i, y_i)} \right) \quad (7.2)$$

Sur site, le plan de la carte des LEDs est aligné perpendiculairement à l'axe optique du télescope à l'aide d'un faisceau laser. Néanmoins, un faible désalignement de l'axe du faisceau de chaque LED est possible et estimé inférieur à 0.5° (un tiers du faisceau total). Or le faisceau n'est pas complètement isotrope. Cette incertitude sur le désalignement est ainsi propagée en une incertitude sur le flux mesuré sur site comme la dispersion des flux mesurés

Tableau 7.2 – Écarts de distances "LED-photodiode" selon l'axe y par rapport à la LED n°18

Canal	Δz_0 (mm)	$\sigma(\Delta z_0)$ (mm)
1	-0.27	0.03
2	2.55	0.03
3	-1.57	0.04
5	0.45	0.03
6	0.50	0.06
7	-4.60	0.03
8	-2.18	0.05
9	4.88	0.11
11	-0.90	0.08
12	3.77	0.06
13	-1.96	0.02
14	2.79	0.08
15	-5.49	0.03
16	1.78	0.05
17	2.60	0.07
18	0	0.03
19	6.74	0.32
20	0.56	0.05
21	4.67	0.03
22	5.24	0.06
23	-2.27	0.02
24	-8.19	0.15

sur banc dans un cercle de 0.5° de rayon (en rouge dans la figure 7.6). Cette dispersion est de l'ordre de quelques millimagnitudes (valeurs reportées dans la table 7.4 de la section 7.4). Une prochaine mesure précise de la carte du faisceau de chaque LED ainsi que son évolution en température est prévue pour les prochaines itérations de StarDICE.

En attendant, les mesures de caractérisation du modèle spectrophotométrique des LEDs en fonction de la température sont effectuées aux coordonnées (x_c, y_c) dans la suite.

7.2.4 Mesures de la relation flux-température

Nous décrivons ici la mesure directe par la photodiode NIST du flux émis par les LEDs placées à la distance de référence de la photodiode. Le flux émis par chaque LED est mesuré toutes les 15.8 secondes par paquets de 150 points, dont seule la médiane des 100 derniers est utilisée pour éviter d'éventuels transitoires dans la lecture.

Dans ce régime de prise de mesure, le bruit du banc passe à 2.3 fA. Cette mesure s'effectue selon un cycle au cours duquel la LED reste allumée 20 minutes, puis est éteinte durant 2 minutes.

Cette stratégie d'observation sert deux buts : premièrement la mesure du courant émis par la photodiode pendant que la LED est éteinte nous donne une valeur du piédestal du système photodiode + Keithley, permettant ainsi par la suite de soustraire un "courant d'obscurité"

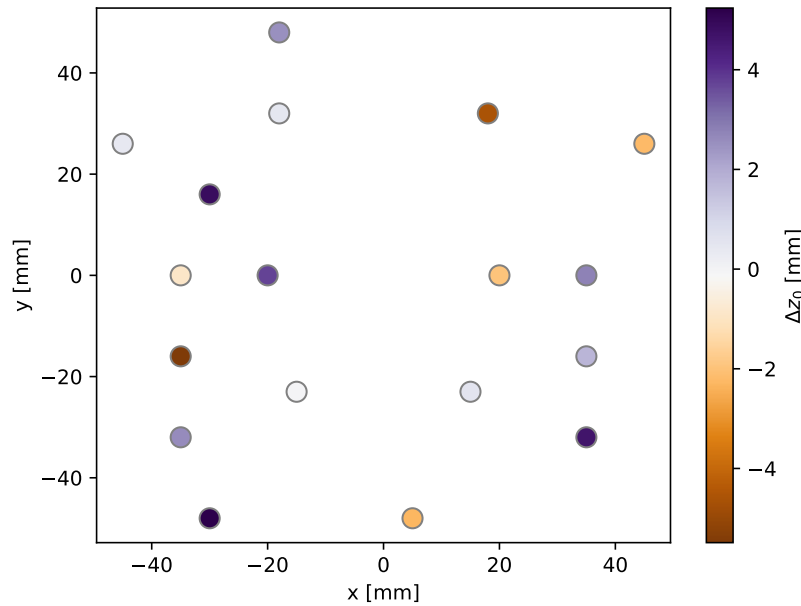


Figure 7.5 – Écarts de profondeur des LEDs par rapport à la LED n°18, les coordonnées (x, y) sont celles de la tête de LED, permettant de voir qu'il n'y a pas d'effet systématique d'écarts relatif pouvant être causé par une non perpendicularité du plan moyen sur lequel les LEDs se trouvent et l'axe LED-détecteur. De plus, en comparant avec la figure 7.3, on peut voir une corrélation entre la technologie des LEDs et la valeur de Δz_0 .

aux mesures de flux des LEDs. Deuxièmement on a pu observer des phénomènes transitoires à l'allumage de certaines LEDs. Les premières minutes du cycle où la LED est allumée nous permettent d'étudier cet effet pour pouvoir le prendre en compte dans les incertitudes totales du flux, ou éventuellement le modéliser.

Le calibre du Keithley dans lequel sont effectuées les mesures est le calibre le plus faible (20 pA), pour des photo-courants effectivement mesurés entre 0.5 et 20 pA (en fonction de la LED).

La température de la tête de LED est mesurée toutes les 3 minutes, et la température associée à chaque mesure de flux est obtenue via une interpolation linéaire de ces données. Le niveau du piedestal est lui mesuré toutes les 20 minutes pendant 2 minutes.

Le niveau moyen du piedestal est obtenu en prenant la médiane des mesures du courant d'obscurité sur ces 2 minutes, et un niveau du piédestal est associé à chaque mesure de flux des LEDs encore une fois via une interpolation linéaire.

Ces données ont été obtenues lors de deux campagnes de mesures. Dans un premier temps on a fait varier la température de la tête de LED grâce à une enceinte thermique en 3 cycles de 8h par LED (voir figure 7.7a). Chaque cycle est divisé en 4 périodes de deux heures :

- On fixe le contrôle de la température de la tête de LED à 28°C.
- On diminue progressivement la température de la tête de LED jusqu'à en moyenne 12°C.
- On fixe la régulation à la température atteinte à la fin de la descente.

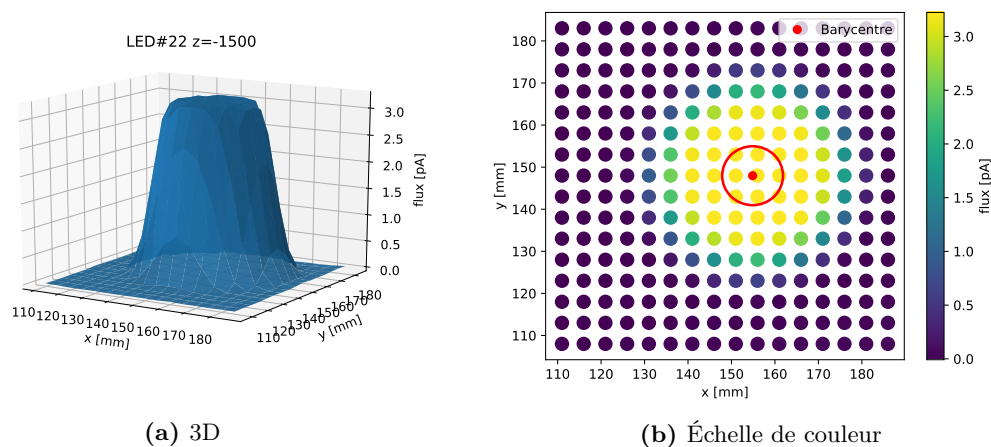


Figure 7.6 – Cartes du faisceau de la LED n°22 à 718mm de distance. L'échelle de flux est représentée par l'axe z dans (a) et par l'échelle de couleur dans b. Dans (b) le point rouge correspond au barycentre du faisceau et le cercle rouge le rayon dans lequel les points permettant de calculer la dispersion sont choisis.

- On fait remonter progressivement la température de la tête de LED jusqu'à 28°C.

Ce setup avait comme inconvénient principal qu'il ne permettait pas de descendre à une température de 7°C, borne inférieure des températures mesurées lors de la campagne d'observation sur site.

Pour pouvoir descendre à cette température, nous utilisons une autre machine à froid installée en avril 2019. Cette machine ne permettant pas de chauffer, la prise de mesure est composée de cycles au cours desquels on allume d'abord la machine à froid, on fait descendre la température de la tête de LED jusqu'à 7°C, puis une fois cette valeur atteinte, on coupe le refroidissement et on laisse librement remonter la température de la tête de LED jusqu'à 19°C (voir figure 7.7b), puis on change de LED et on recommence.

Avec cette méthode, la durée de descente en température est de l'ordre de 2 heures, quand la durée de remontée en température est de l'ordre de 6 heures.

Nous pouvons ainsi contraindre la normalisation du flux d'un sous-ensemble de 18 LEDs des 24 d'origine, (les canaux n°1, 3, 4 10 étant défectueux et les canaux 19 et 24 sont dans l'UV) pour des températures allant de 7 à 28°C, à une position fixe dans le faisceau.

7.2.5 Les spectres

Pour la mesure des spectres des LEDs, on intercale un monochromateur de type Czerny-Turner entre les LEDs et la photodiode. La lumière du faisceau entre dans le monochromateur par une fente de 1mm de large, le faisceau est ensuite dirigé vers un miroir parabolique puis attaque un réseau sous forme d'un faisceau parallèle. Le réseau disperse ensuite le faisceau en longueur d'onde, chaque longueur d'onde étant associée à un angle différent, puis un deuxième miroir parabolique focalise l'image dispersée sur une fente de sortie. Dans ce

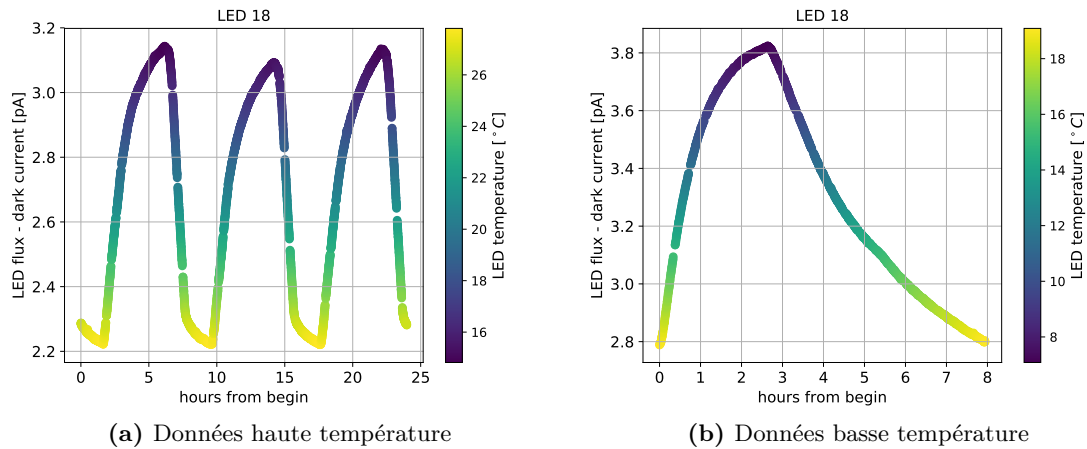


Figure 7.7 – Flux mesurés lors de (a) la campagne de mesure à haute température, en janvier 2019 et (b) la campagne à basse température, en avril 2019 pour la LED 18.

système, l'orientation du réseau conditionne la plage de longueur d'onde du spectre contenue dans le deuxième miroir parabolique, et la largeur de la fente de sortie conditionne finalement la longueur d'onde choisie. La calibration associant une orientation du réseau à une longueur d'onde centrale est effectuée en utilisant des lampes spectrales de raies connues.

Dans notre cas, la largeur de la fente donne une plage de longueur d'onde d'environ 1nm. La photodiode est ainsi placée juste à la sortie de la fente. On mesure ainsi le photocourant produit par la photodiode du NIST tous les nanomètres sur une plage d'environ 200nm en faisant varier à chaque fois légèrement l'orientation du réseau du monochromateur. Cette mesure est répétée à différentes températures pour pouvoir caractériser l'évolution du spectre des LEDs avec cette dernière.

Deux difficultés émergent pour effectuer la spectroscopie des LEDs :

- Premièrement, la transmission absolue du monochromateur est difficile à mesurer, et sa valeur est susceptible de changer en passant d'une LED à une autre car elle dépend entre autre de l'impact du faisceau dans la fente d'entrée. C'est la raison pour laquelle nous ne pouvons pas nous contenter seulement de spectres pour produire le modèle spectrophotométrique des LEDs. En réalité, leur normalisation sera conditionnée par les mesures de flux intégré (voir section 7.3.1).
- Deuxièmement, le chemin emprunté par la lumière dans le monochromateur ainsi que le fait qu'elle soit dispersée en longueur d'onde fait que les flux mesurés par la photodiode en sortie du monochromateur sont divisés d'un facteur 100 environ en comparaison des flux intégrés. Dans le cas de la source à haut flux ce n'était pas un problème, les spectres restant mesurables. Mais dans notre cas, avec des flux 10^4 fois plus faibles, le rapport signal/bruit des mesures spectroscopiques est trop faible pour nous permettre de construire le modèle spectrophotométrique des LEDs.

Dans ces conditions, nous avons utilisé les spectres mesurés dans le cadre de caractérisation de la source à haut flux pour établir le modèle spectrophotométrique des LEDs à bas flux, en partant de la supposition que la forme de leur spectre ne changeait pas ou peu d'une

configuration à l'autre. Nous évaluons la validité de cette hypothèse dans la section 7.4.4 et discutons les alternatives expérimentales en cours dans la section 7.5.

7.3 Modèle spectro-photométrique des LEDs

La distribution spectrale en énergie d'une LED ($SED(\lambda, T)$, en $W/\text{\AA}/\text{sr}$) est une fonction de la longueur d'onde et de la température. On la décompose en deux parties indépendantes :

$$SED(\lambda, T) = S(\lambda, T) \times N(T) \quad (7.3)$$

où $S(\lambda, T)$ est l'évolution de la forme du spectre en fonction de la température de la LED, et est décomposée sur une base de Bspline bidimensionnelle :

$$S(\lambda, T) = \sum_p \theta_p B_p(\lambda, T) \quad (7.4)$$

où la fonction $B_p(\lambda, T)$ est une spline bidimensionnelle du second degré selon λ et du premier degré selon T . La base comporte un noeud tous les 3 nm selon l'axe des longueurs d'onde et un noeud tous les 10°C selon l'axe des températures.

Les θ_p sont les paramètres du modèle. $N(T)$ est l'évolution de la normalisation de la distribution spectrale en énergie en fonction de la température. On a pu observer que cette évolution suivait un comportement approximativement logarithmique, on choisit donc de la modéliser selon :

$$N(T) = 10^{-0.4(\alpha T + \beta)} \quad (7.5)$$

7.3.1 Ajustement des paramètres du spectre

Dans un premier temps on ajuste les paramètres de $S(\lambda, T)$ sans se soucier de la normalisation, afin d'obtenir l'évolution de la forme du spectre en fonction de la température, car la normalisation des spectres obtenus avec le monochromateur est premièrement incertaine, et deuxièmement susceptible de changer d'un spectre s à l'autre pour des raisons d'alignement des faisceaux. Ces mesures sont modélisées ainsi :

$$\mathcal{S}_s(\lambda, T) = f_s \times M(\lambda) \times \eta(\lambda) \times S(\lambda, T) \quad (7.6)$$

où $M(\lambda)$ est la transmission relative du monochromateur, fournie par le constructeur, $\eta(\lambda)$ est l'efficacité quantique de la photodiode, fournie par le NIST en A/W, et f_s est un paramètre de nuisance rendant compte de la normalisation propre à un spectre. Les paramètres de $S(\lambda, T)$ et les f_s sont ajustés pour chaque LED en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[\mathcal{S}_s(\lambda_i, T_i) - f_s \times M(\lambda_i) \times \eta(\lambda_i) \times S(\lambda_i, T_i)]^2}{\sigma_i^2} \quad (7.7)$$

On ajoute en plus un prior fixant la normalisation du modèle à $N(T)$:

$$\int \eta(\lambda) \times S(\lambda, T) d\lambda = 1 \quad (7.8)$$

où l'efficacité de la photodiode est conservée car c'est avec elle que sont également mesurées les flux intégrés. Le χ^2 associé à ce prior est ajouté au précédent :

$$\chi_{\text{tot}}^2 = \chi^2 + \sum_i \left(1 - \int \eta(\lambda) \times S(\lambda, T_i) d\lambda \right)^2 \quad (7.9)$$

L'ajustement des paramètres du modèle converge, et on a par exemple la comparaison entre le modèle et les données pour la LED n°22 sur la figure 7.8.

7.3.2 Ajustement de la loi de normalisation

Dans un deuxième temps, nous utilisons les données de flux intégré pour ajuster la loi d'évolution du flux φ des LEDs en fonction de leur température $N(T)$ selon le modèle suivant :

$$\varphi(T) = \frac{A_\eta}{d^2} \times N(T) \int \eta(\lambda) \times S(\lambda, T) d\lambda = \frac{r_\eta^2}{d^2} \times N(T) \quad (7.10)$$

où A_η est l'aire de la photodiode, valant approximativement 1 cm², et d la distance entre la LED et la photodiode ($d = z_0 + \Delta z_0$).

Un exemple du résultat de l'ajustement ainsi que sa comparaison avec les données est montré sur la figure 7.9 pour le cas de la LED n°22. La courbe rouge est obtenue en intégrant le modèle spectrophotométrique ajusté comme dans l'équation 7.10 et permet de vérifier le bon fonctionnement de notre ajustement en deux étapes.

7.3.3 Résultats

On peut voir sur la figure 7.10 un exemple de représentation du modèle spectrophotométrique pour la LED n°22. L'analyse finale consistera ainsi à effectuer une "coupe horizontale" de cet objet pour obtenir le spectre calibré d'une LED à une température donnée.

On peut remarquer que la position en longueur d'onde du maximum du spectre varie en effet en fonction de la température, et que ce modèle à deux dimensions dépendantes est nécessaire à une bonne estimation des flux mesurés sur site. On peut trouver sur la table 7.3 les valeurs obtenues pour chaque LED de l'évolution de la longueur d'onde centrale des LEDs et du flux en fonction de la température. La longueur d'onde centrale de la LED, $\bar{\lambda}$, est calculée comme $\bar{\lambda} = \frac{\int \lambda S(\lambda) d\lambda}{\int S(\lambda) d\lambda}$, ce dernier rougit systématiquement de quelques Å/°C (sauf pour la LED n°13, pour laquelle la variation est très faiblement opposée), ce qui fait une variation de quelques nm sur la plage de températures rencontrées sur site.

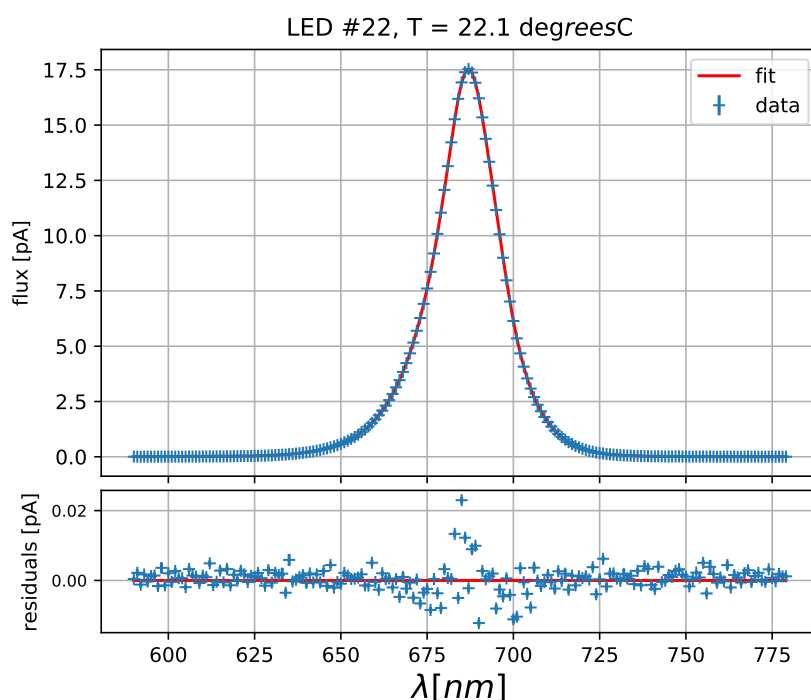


Figure 7.8 – Panneau du haut : Spectre de la LED n°22 à 22.1°C comparé au modèle. Panneau du bas : Résidus.

Cette variation de la longueur d’onde centrale n’est critique que si les LEDs se trouvent sur les bords des bandes passantes des filtres utilisés sur site. Le flux des LEDs diminue toujours en fonction de leur température (à l’exception de la LED n°16) avec des valeurs de l’ordre du $\%/^{\circ}\text{C}$, on nomme cet effet le *brighter-cooler*, comme dans [REGNAULT et al. \(2015\)](#). Cette variation est contrôlée à $10^{-5}\text{mag}/^{\circ}\text{C}$, ce qui est largement sous-dominant dans notre bilan d’incertitudes.

Nous avons donc un modèle spectrophotométrique pour chacune des 18 LEDs sur un intervalle de température allant de 7°C à 28°C , produits dans l’hypothèse que les spectres des LEDs à bas flux sont semblables à ceux des LEDs à haut flux.

7.4 Bilan des incertitudes

Nous faisons dans cette section l’inventaire des incertitudes sur le flux sur site des LEDs obtenu à partir des données sur banc. Ces dernières se séparent en deux grandes catégories : La première concerne l’incertitude statistique des LEDs et la deuxième les systématiques provenant d’écarts au modèle spectrophotométrique corrélés avec le temps. On rajoute au bilan des systématiques la précision de la calibration fournie par le NIST, et enfin l’incertitude provenant du fait que nous ne connaissons pas notre position dans le faisceau.

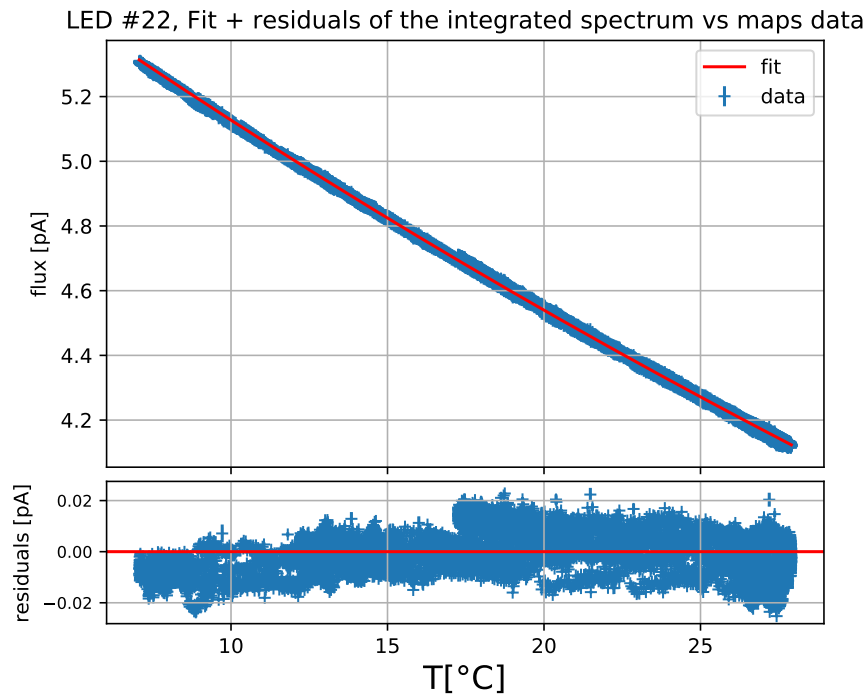


Figure 7.9 – Panneau du haut : Flux de la LED n°22 entre 7°C et 28°C comparé au modèle. Panneau du bas : Résidus. Ces données sont acquises sur une période totale de 4 mois

Le bilan total des incertitudes pour chaque LED est détaillé dans le tableau 7.4 et leur répartition en fonction de la longueur d'onde centrale de leurs LEDs respectives dans la figure 7.13.

7.4.1 Bruit des LEDs

Afin d'estimer la fluctuation du flux de chaque LED intégré dans sur une seconde (temps d'exposition typique sur site), on sépare ce bruit du bruit du banc et des systématiques. Pour cela, on convolue les résidus avec un opérateur "moyenne" d'une fenêtre de 258 secondes (10 mesures de flux). On obtient ainsi une évolution adoucie des résidus avec le temps. Le bruit total est évalué comme l'écart type de la différence entre les résidus et leur contrepartie douce, permettant d'éliminer les écarts aux modèle étant associés à des constantes de temps supérieures à $\approx 100s$. Cette incertitude statistique est la somme quadratique du bruit de banc de 2.3fA et du bruit intrinsèque à la LED, le seul qui sera présent sur site. On soustrait donc quadratiquement le bruit de banc au bruit total des résidus (résultat table 7.4). Le bruit des LEDs est systématiquement inférieur à 0.1%, et peut ne pas être évalué lorse qu'il devient négligeable par rapport au bruit du banc.

Tableau 7.3 – Résumé des paramètres du modèle spectrophotométrique de chaque LED, ajustés sur les données de banc de janvier et de mai 2019.

Canal	$\bar{\lambda}$ @25°C [nm]	$d\bar{\lambda}/dT$ [Å/°C]	α [mag/°C]	$\sigma(\beta)$ [10^{-4} mag]
2	572.10	0.87	$1.1510^{-2} \pm 1.0 \times 10^{-5}$	2.4
5	942.27	2.43	$2.6810^{-2} \pm 1.0 \times 10^{-5}$	2.3
6	719.08	1.44	$0.8910^{-2} \pm 0.2 \times 10^{-5}$	0.4
7	542.35	0.06	$4.1010^{-2} \pm 1.4 \times 10^{-5}$	3.0
8	876.19	2.71	$2.1210^{-2} \pm 0.7 \times 10^{-5}$	1.5
9	768.33	1.72	$0.2710^{-2} \pm 0.4 \times 10^{-5}$	0.9
11	828.49	1.89	$1.8110^{-2} \pm 0.8 \times 10^{-5}$	1.6
12	654.43	1.34	$1.0310^{-2} \pm 0.3 \times 10^{-5}$	0.6
13	537.26	-0.14	$2.3110^{-2} \pm 0.5 \times 10^{-5}$	1.0
14	408.30	0.31	$2.9410^{-2} \pm 0.6 \times 10^{-5}$	1.3
15	842.86	1.95	$3.7310^{-2} \pm 0.5 \times 10^{-5}$	1.0
16	422.54	0.13	$-2.3510^{-2} \pm 2.4 \times 10^{-5}$	4.9
17	912.62	1.34	$1.5910^{-2} \pm 0.7 \times 10^{-5}$	1.4
18	630.64	1.07	$2.8510^{-2} \pm 0.4 \times 10^{-5}$	0.8
20	591.31	0.98	$1.4810^{-2} \pm 0.3 \times 10^{-5}$	0.6
21	950.82	2.58	$1.4110^{-2} \pm 2.3 \times 10^{-5}$	4.6
22	686.25	1.41	$1.3210^{-2} \pm 0.3 \times 10^{-5}$	0.6
23	469.88	0.07	$2.9610^{-2} \pm 2.0 \times 10^{-5}$	3.9

Tableau 7.4 – Bilan global des principales sources d’incertitudes sur la prévision des flux émis par les LEDs avec leurs modèles spectrophotométriques. Dans l’analyse des données sur site le bruit de banc ne sera pas pris en compte. Le bruit de LED est fixé à 0 quand il n’a pas pu être séparé du bruit de banc par une soustraction quadratique. Les valeurs des incertitudes sont données en %. La dernière colonne correspond à l’écart maximal entre les résidus médians de chaque campagne de caractérisation sur banc, les valeurs dépassant le % sont montrée en rouge, et impliquent que nous rejetons ces LEDs lors de l’analyse sur site.

Canal	λ	Bruit du banc	Bruit LED	σ_{model}	max res.	min res.	σ_{pos}	Dérive
2	570	0.44	0	0.78	1.65	-2.61	0.71	1.58
5	952	0.01	0.03	0.66	1.91	-2.14	0.16	1.07
6	722	0.06	0	0.12	0.30	-0.45	0.18	0.19
7	536	0.08	0.06	0.88	1.42	-7.20	0.30	1.18
8	880	0.05	0.02	0.41	1.98	-0.80	0.08	0.59
9	780	0.04	0	0.28	0.60	-0.67	0.28	0.38
11	830	0.03	0.08	0.44	0.99	-1.19	0.13	0.73
12	660	0.13	0	0.13	0.38	-0.44	0.33	0.18
13	527	0.05	0.01	0.26	0.43	-0.80	0.32	0.61
14	408	0.06	0.04	0.36	0.92	-2.71	0.25	0.55
15	851	0.04	0.02	0.27	0.64	-0.96	0.17	0.53
16	422	0.23	0.10	1.30	2.89	-9.78	0.67	2.16
17	908	0.03	0.01	0.40	0.76	-2.30	0.19	0.47
18	634	0.08	0.01	0.23	0.41	-0.74	0.23	0.44
20	594	0.14	0	0.13	0.49	-0.40	0.29	0.17
21	959	0.02	0.09	1.37	2.29	-4.68	0.22	2.83
22	690	0.05	0	0.17	0.37	-0.48	0.17	0.34
23	465	0.11	0.07	1.28	3.54	-4.52	0.50	1.85

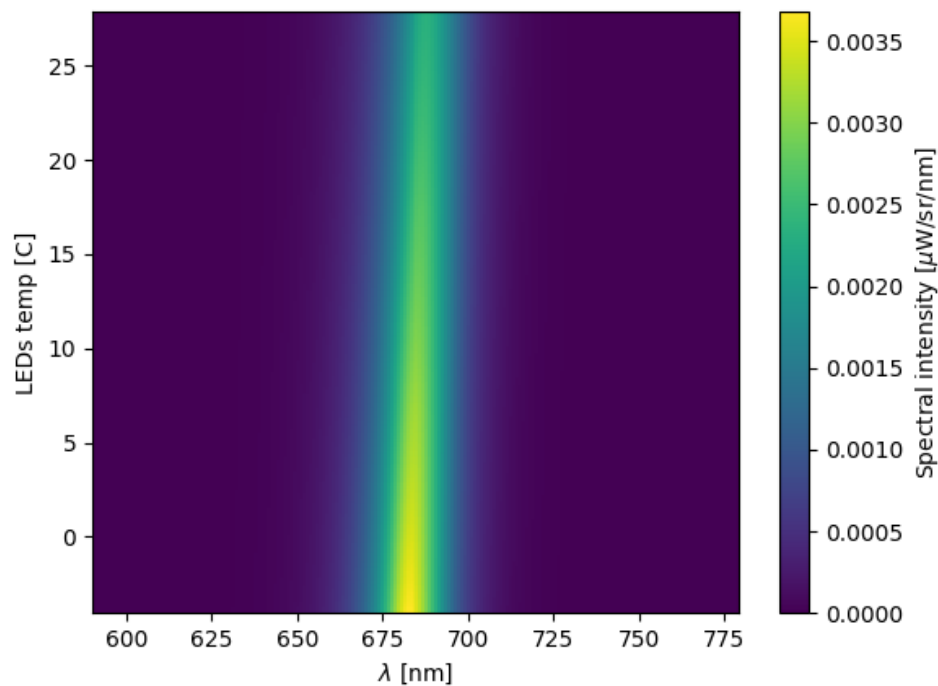


Figure 7.10 – Représentation bidimensionnelle du modèle spectrophotométrique de la LED n°22. L'axe des X représente la longueur d'onde en nm, l'axe des Y représente la température en °C, et l'échelle de couleurs représente l'intensité spectrale en $\mu\text{W}/\text{sr}/\text{nm}$.

7.4.2 Incertitudes du modèle

Un modèle simple décrivant l'évolution du flux des LEDs en fonction de la température du radiateur sur lequel elles sont collées semble dans certains cas limité. On remarque dans les résidus du modèle aux données une évolution dépendant du temps. On peut classer qualitativement ces écarts au modèle selon 3 catégories : pour certaines LEDs une longue dérive du flux des LEDs au début de certaines prises de données, des transitoires de temps caractéristiques plus courts, ayant lieu après chaque allumage de LED, et enfin une figure d'hystérésis.

a Hystérésis

Pour toutes les LEDs, on observe une figure d'hystérésis, montrant que le flux de la LED est différent selon que l'on fait descendre ou monter la température de la tête de LED (voir figure 7.11). Cet effet dû au fait que nous faisons varier relativement rapidement la température de la tête, or la température que nous mesurons n'est pas la température de la jonction P-N de la LED, mais la température du radiateur sur lequel les LEDs sont collées. Les grandeurs qui

comptent pour évaluer l'écart entre la température mesurée et la température de la jonction sont d'une part les résistances thermiques entre le radiateur et l'air, entre chaque LED et l'air, et entre le radiateur et les LEDs, et d'autre part les capacités thermiques du radiateur et des LEDs.

Ainsi, on peut expliquer les deux figures d'hystérésis de la manière suivante :

- Si la résistance thermique entre la jonction de la LED et le radiateur, dans ce cas la LED se refroidit et se réchauffe après le radiateur, donnant lieu à des flux surestimés lorsque l'on fait descendre la température, car la température réelle de la LED est plus importante, et inversement lorsque l'on fait remonter la température, mais dans une moindre mesure car la température remonte plus lentement.
- Si l'échange thermique entre l'air ventilé et la jonction elle même est plus efficace qu'entre le radiateur et la jonction, alors l'hystérésis sera observée dans l'autre sens, avec une température de la jonction en avance par rapport à la température du radiateur, et donc un flux surestimé dans la descente en température et un flux sous-estimé dans la remontée.

Cet effet est la principale source d'écart au modèle pour la plupart des LEDs.

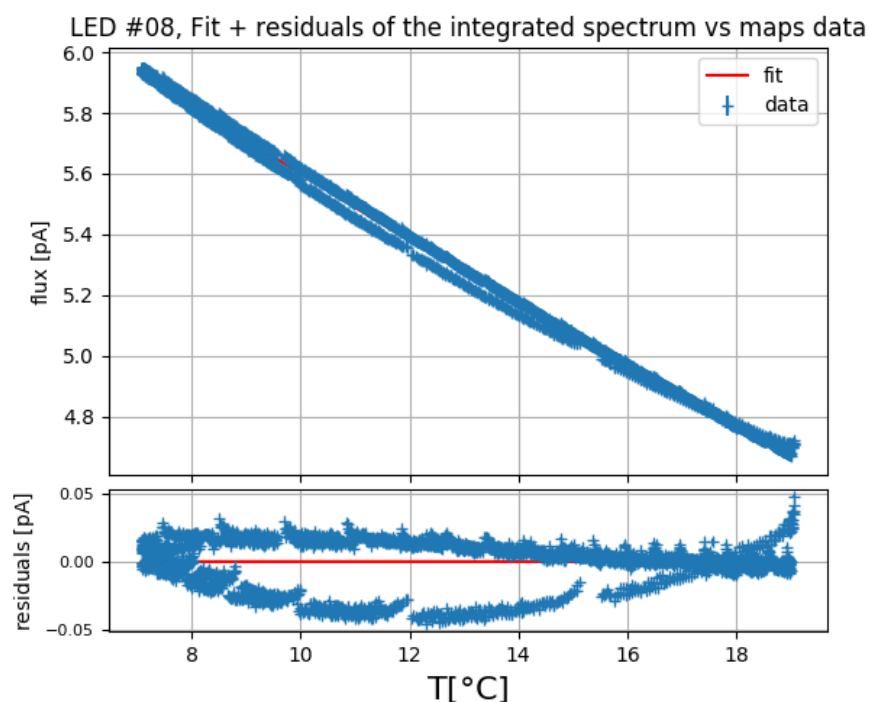


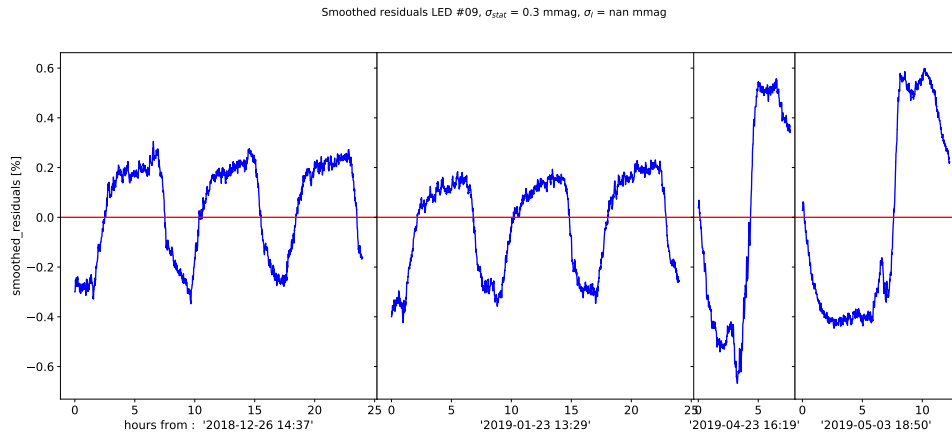
Figure 7.11 – Panneau du haut : Flux de la LED n°08 entre 7°C et 19°C comparé au modèle. Panneau du bas : Résidus. Les résidus négatifs correspondent à la descente en température de la tête de LED, alors que les résidus positifs correspondent à la remontée.

b Transitoires courts

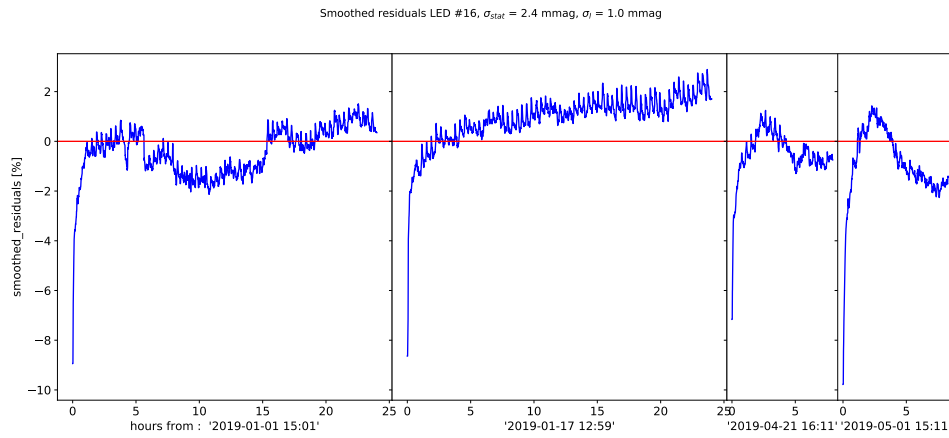
Le flux de la plupart des LEDs (exemple LED n°11, figure 7.12c) varie rapidement dans les secondes qui suivent l'allumage. L'explication de ce phénomène peut encore être thermique, en effet la LED éteinte a commencé à se refroidir vers la température du radiateur. Quand elle est rallumée, sa jonction se réchauffe. Le temps de mise à l'équilibre dépend principalement de la chaleur émise par la LED et de sa capacité calorifique, ainsi que de la résistance thermique entre la LED et le radiateur. Leur amplitude est de l'ordre de la mmag et leur temps caractéristique de l'ordre de la seconde, leur impact sur le bilan total des incertitudes sur site est donc négligeable.

c Transitoires longs

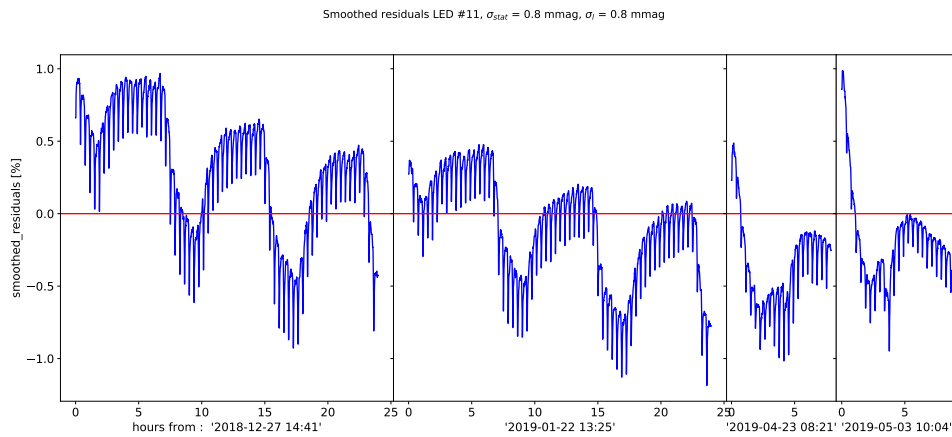
On observe pour certaines LEDs comme la LED n°5, la LED n°16, la LED n°21 ou encore la LED n°23, une évolution transitoire plus longue de leur flux au cours de chaque prise de données (exemple figure 7.12b pour la LED n°16). L'amplitude de cet effet peut atteindre plusieurs pourcents et son origine physique de ce phénomène est inconnue pour le moment.



(a) LED n°9



(b) LED n°16



(c) LED n°11

Figure 7.12 – Résidus lissés au modèle spectrophotométrique des LEDs n° : 9 (a), 16 (n) et 11 (c). L'axe des abscisses représente le temps en heures depuis le début de l'acquisition de chaque lot de données, et l'axe des ordonnées donne les résidus en %. Les vagues observées dans (a) et (c) sont corrélées avec la montée et la descente en température, et sont donc le pendant temporel des résidus de la figure 7.11.

d Dérive

Comme nous avons à notre disposition plusieurs lots de données séparés par plusieurs mois, nous pouvons étudier la dérive des LEDs sur des périodes du même ordre. Chaque modèle spectrophotométrique est ajusté sur l'ensemble des données, ainsi, si une dérive existe, nous sommes capables de la mettre en évidence à partir des résidus pour chaque lot de données. Pour chaque lot de données nous calculons la médiane des résidus au modèle global. Nous évaluons la dérive comme la différence entre la valeur maximale et la valeur minimale de ces résidus médians pour chaque LED (dernière colonne de la table 7.4). On observe que les LEDs possédant des effets transitoires longs sont également sujettes à une dérive importante.

On retire de l'analyse les LEDs n°2, 5, 7, 16, 21 et 23, pour lesquelles l'amplitude de la dérive est supérieure à 1%, laissant ainsi 12 LEDs au total.

e Bilan

Il est difficile d'évaluer indépendamment la contribution de chacune de ces sources d'incertitude au bilan final. Comme la stratégie d'observation en cycles de température et avec des arrêts fréquents des LEDs, est représentative des mesures effectuées sur site. On note donc l'écart type des résidus au modèle comme une incertitude systématique comme une seule composante.

7.4.3 Incertitude primaire

La calibration de la photodiode fournie par le NIST inclut également sa précision. Dans le cas présent, cette précision est comptée comme une incertitude systématique primaire, en dessous de laquelle il nous est impossible d'effectuer le transfert de calibration. Elle vaut 0.2% entre 500 et 950 nm et elle monte jusqu'à 0.4% à 400nm et 1% à 1000nm (2σ). Cette incertitude systématique représente la valeur minimale à laquelle le transfert de calibration du NIST aux CALSPECS peut être effectué dans le cadre de l'expérience StarDICE.

On peut noter que la chaîne d'étalonnage du NIST s'est encore améliorée et une photodiode plus précise fournira la calibration pour l'upgrade de l'expérience.

7.4.4 Incertitude sur la longueur d'onde moyenne des spectres

Au premier ordre, on peut paramétrer la forme du spectre d'une LED par sa longueur d'onde centrale λ_c , qui est le barycentre du flux de la LED en fonction de la longueur d'onde. Nous

évaluons la validité de l'hypothèse selon laquelle la forme des spectre à bas courant est similaire à celle des spectres haut courant en comparant leur longueur d'onde centrale. Cette comparaison a été effectuée pour 9 LEDs (pour lesquelles nous avons pu acquérir un spectre à bas flux suffisamment peu bruité pour calculer sa longueur d'onde centrale).

Les valeurs des écarts trouvés entre les longueurs d'onde centrale à bas et haut courant sont donnés dans la table 7.5. On remarque que dans la plupart des cas cette différence est d'environ 1nm ou moins. En revanche pour les LEDs n°7 et 13 (vertes), la différence est de plusieurs nanomètres. L'impact d'une incertitude sur la longueur d'onde moyenne du spectre des LEDs est de second ordre sur la photométrie, et dépend principalement de la pente de la courbe de transmission du détecteur utilisé sur site pour le transfert de calibration. Toutefois, nous devons garder à l'esprit que les LEDs n°7 et 13 pourront poser problème lors du transfert de calibration. De plus nous devons être capables de produire des spectres avec un bon rapport signal/bruit pour que la preuve de concept soit complète.

7.5 Conclusion et perspectives d'amélioration

La figure 7.13 résume graphiquement le bilan actuel des incertitudes :

- Avec une contribution du bruit de banc inférieure à la millimagnitude, nous avons pu prouver que nous étions capable de mesurer des flux lumineux avec précision. De plus, le bruit des LEDs est évalué comme presque systématiquement inférieur au bruit de banc, nous sommes donc capables d'effectuer une métrologie à la millimagnitude près en utilisant cette technologie.
- Certaines LEDs ont cependant une dérive de leur flux dans le temps, probablement causée par une détérioration progressive, et sont donc inutilisables (les LEDs n°2, 5, 7, 16, 21 et 23). Nous allons tenter d'effectuer un transfert de calibration au pourcent grâce aux LEDs restantes, soit une LED dans les bandes bleue et verte, et cinq LEDs dans les bandes rouge et infrarouge.
- La plupart des autres LEDs présentent des effets systématiques au delà de 0.1%, on évalue dans la section 7.5.1 deux stratégies de correction de ces effets.

Enfin, la principale difficulté instrumentale restante est la métrologie des spectres. On présente un dispositif instrumental en cours de caractérisation qui permettra la mesure précise des spectres à bas flux.

Tableau 7.5 – Différence entre la longueur d'onde centrale des LEDs à bas courant et la longueur d'onde centrale des LEDs à haut courant.

LED	1	7	9	11	12	13	15	18	23
$\Delta\lambda_c(\text{lc-hc})$	1.6nm	-3.6nm	0.5nm	-1.4nm	-0.5nm	-11.3nm	0.4nm	1.2nm	0.4nm

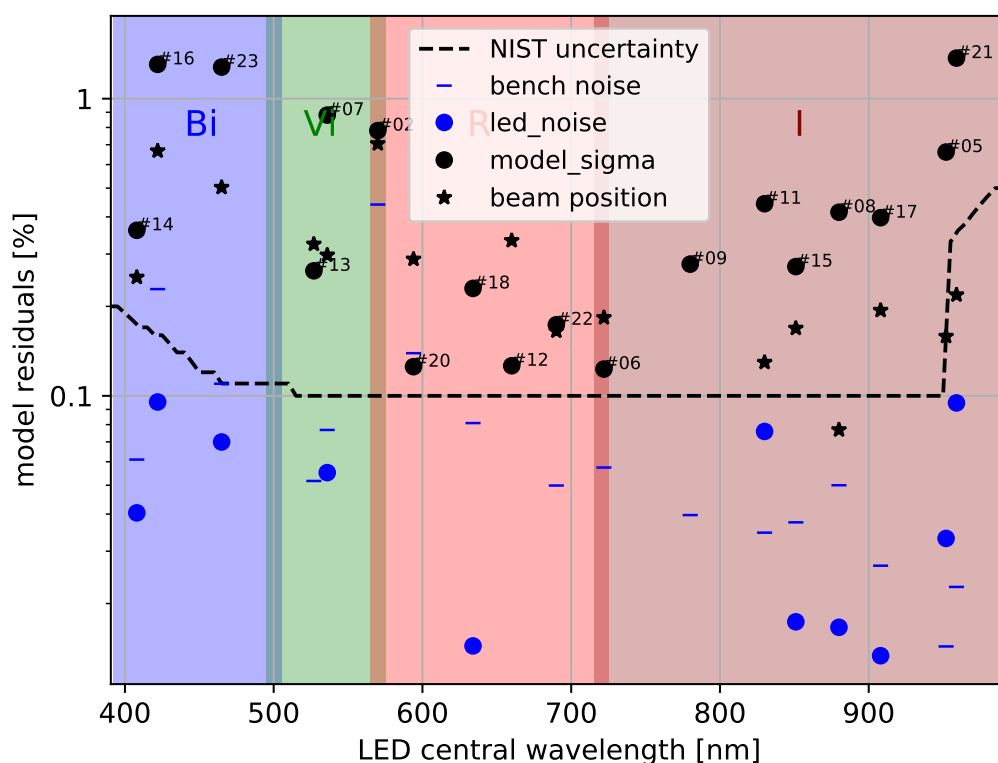


Figure 7.13 – Bilan des incertitudes du modèle spectrophotométrique des LEDs en fonction de leur longueur d'onde centrale. Les traits noirs représentent l'incertitude primaire de la calibration de la photodiode par le NIST. Les traits bleus représentent le bruit de mesure de l'ampèremètre du banc, les points bleus représentent le bruit intrinsèque à la LED, les points noirs représentent la dispersion des résidus du modèle spectrophotométrique et les étoiles noires représentent la propagation de l'incertitude sur la position du télescope dans le faisceau des LEDs sur site. Les bandes en fond représentent les zones couvertes par les différents filtres utilisés sur site.

7.5.1 Amélioration de la standardisation des LEDs

Modèle thermique

Une modélisation fine des différents effets systématiques n'ayant pas pu être réalisée avec le lot de données à notre disposition. Nous avons pris sur banc un lot de données dédié à l'étude thermique de la LED n°8 :

- On mesure dans un premier temps le courant dans la photodiode alors que la LED est éteinte pendant 4 heures.
- Puis on allume la LED et on mesure continuellement son flux pendant 4 heures.
- On éteint la LED pendant 1h30

- On mesure le flux de la LED pendant 1h30
- On recommence les deux points précédents 5 fois.

Cette partie du lot de données nous permet d'étudier les effets transitoires du flux de la LED, avec une température de la tête de LED n'oscillant qu'avec une amplitude de 0.1°C. À la fin de la dernière prise de mesures LEDOFF nous réallumons la LED pour cette fois obtenir une information sur l'hystérésis :

- On mesure le flux de la LED pendant 1h30
- Puis on lance la machine à froid pendant 8 heures.
- on la coupe pendant 3 heures pour laisser la température remonter.
- On la relance 3 heures
- On recommence une fois les deux points précédents.
- On laisse la température remonter pendant 12h

Le modèle d'analyse pour ces données est le suivant :

$$\phi(t, T') = k \times T(t, T', T_{t=0}, R, C, Q) + B \quad (7.11)$$

où T' est la température du radiateur, T est la température de la jonction, R est la résistance thermique entre la LED et le radiateur, C la capacité calorifique de la LED et Q sa production de chaleur quand elle est allumée.

T est obtenu par la résolution de l'équation différentielle prenant en compte les échanges thermiques entre le radiateur et la LED, ainsi :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T' - T}{RC} + \frac{Q(t)}{C} \quad (7.12)$$

$Q(t)$ vaut Q quand la LED est allumée et 0 sinon. Les paramètres libres du modèle sont k , R , C , $T_{t=0}$ et B . Q est obtenu a priori en supposant que la majeure partie du courant traversant la jonction est perdue en effet Joule¹.

Le modèle ajusté échoue à expliquer l'hystérésis dans la seconde partie des données, à cause du fait que la température véritable de la jonction semble être en avance sur celle du radiateur. Le transfert de chaleur avec l'air autour de la LED est vraisemblablement non négligeable (mais nous ne possédons pas de données pour la température de l'air autour de la LED). En revanche, le modèle décrit correctement la première partie des données (figure 7.14) à température constante et permet ainsi de diviser par deux l'amplitude des transitoires à l'allumage des LEDs. On peut noter que la valeur trouvée pour la capacité thermique de la LED lors de l'ajustement est de 0.40 J/K : sachant que la capacité thermique massique du silicium est de 700 J/K/kg on obtient une masse pour la LED d'un demi gramme, ce qui paraît tout à fait possible.

Cette étude est un argument en faveur d'une explication thermique pour les résidus à notre

¹Si on intègre le modèle spectrophotométrique de la LED n°08 dans $4\pi\text{sr}$ on obtient une puissance de rayonnement de $6.4 \times 10^{-7} \text{W}$, pour une puissance électrique traversant la jonction de $4.4 \times 10^{-5} \text{W}$, soit un rendement de 1.5% : les LEDs ont techniquement un rendement beaucoup moins bons que celui des lampes à incandescence, seulement ces dernières émettent la majeure partie de leur rayonnement dans l'infrarouge.

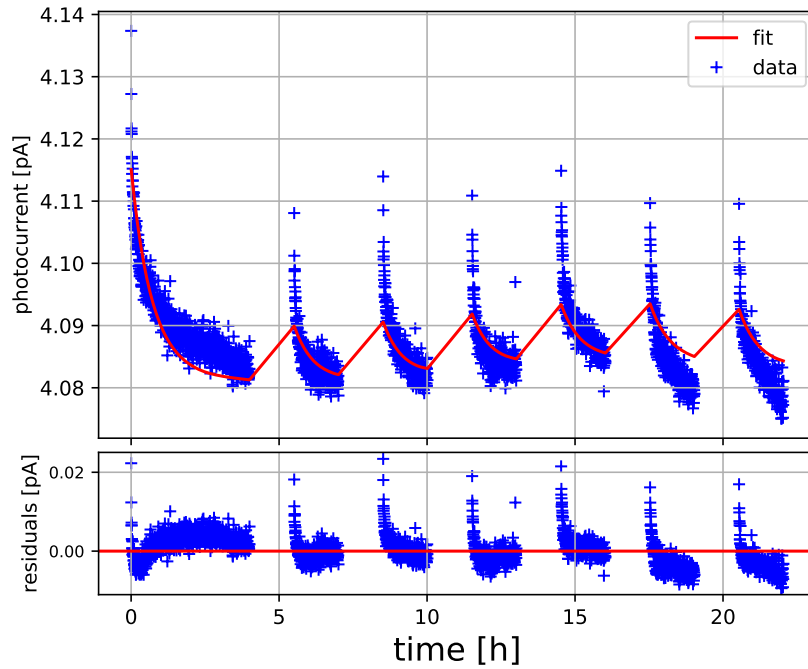


Figure 7.14 – Données à température du radiateur à peu près constante et comparaison au modèle thermique ajusté..

modèle spectrophotométrique des LEDs initial. En revanche, l'acquisition systématique d'un lot de données permettant de caractériser précisément le modèle thermique des LEDs est prohibitif.

Nouveau proxy de température

Le développement de la prochaine source intègre la mesure d'un nouveau proxy pour la température de la jonction des LEDs.

Dans le schéma présenté figure 7.15, l'intensité i traversant la jonction et le *forward voltage* V_R sont liés en imposant la tension de référence V_{ref} au bout de la combinaison LED-résistance en série. La tension aux bornes de la LED varie avec la température de la jonction. En choisissant une tension de référence et une résistance stable R on a :

$$i = \frac{V_{\text{ref}} - V_R}{R} \quad (7.13)$$

Nous étudions la fiabilité de V_R comme variable de standardisation approximant la température de la jonction de la LED.

Pour cela, un prototype est construit, avec une LED alimentée à $80\mu\text{A}$ et 1.7V :

- La température de la LED est cyclée entre 6 et 23°C avec une période de 12 minutes pendant 4 heures.
- Le flux émis par la LED produit un photocourant dans une photodiode, lu avec un Keithley 6514.

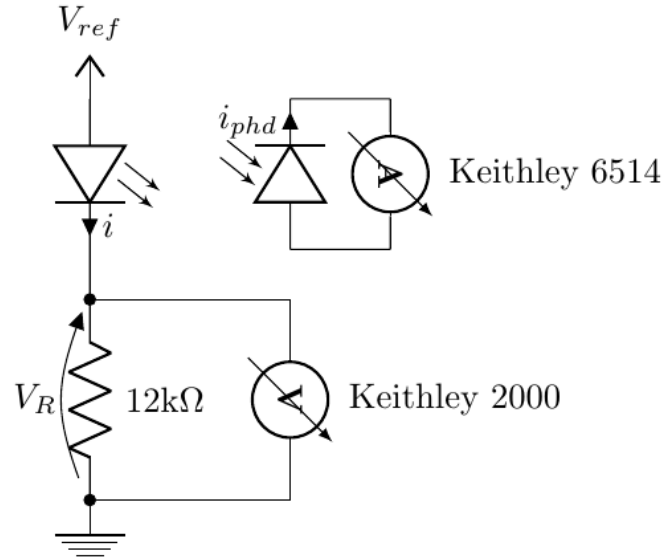


Figure 7.15 – Schéma de fonctionnement de la nouvelle source et la mesure de son flux par la photodiode.

- V_R est lue par un Keithley 2000.
- La température T de la LED est mesurée par une PT1000 en contact thermique avec la soudure.

Les deux modèles suivants sont ajustés aux données :

$$-2.5 \log I_{\text{phd}} = \gamma T + \delta \quad (7.14)$$

$$-2.5 \log I_{\text{phd}} = \alpha V_R + \beta \quad (7.15)$$

Le modèle 7.14 utilise T comme variable de standardisation (comme ce qui est fait dans le reste de ce chapitre) alors que 7.15 utilise V_R comme variable de standardisation.

On constate sur la figure 7.16a que le modèle 7.14 ne décrit pas complètement les données, et on observe les mêmes effets que ceux décrits dans la section 7.4.2. En revanche, ces effets disparaissent avec lorsque l'on utilise V_R comme variable de standardisation.

On montre qu'en utilisant V_R comme variable de standardisation, le flux de la LED est stable à 0.01% (figure 7.17) sur 4 heures. La dispersion des résidus est due au bruit de lecture, qui varie en fonction des conditions électromagnétiques de la prise de mesure.

Cette étude prouve que l'utilisation de V_R comme nouveau proxy de température de la jonction de la LED permettra de modéliser le flux émis par les LEDs à une précision largement meilleure que 0.1%.

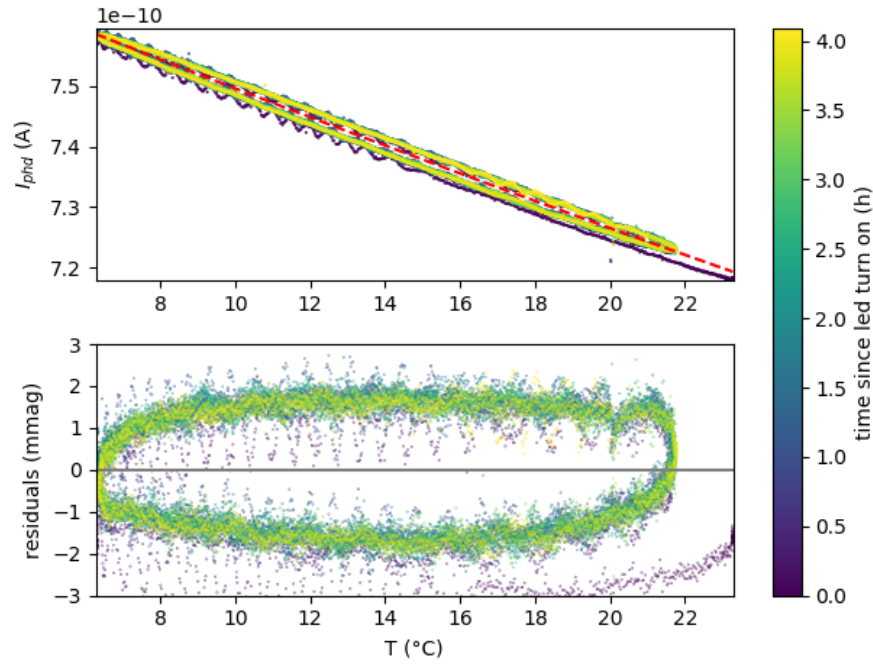
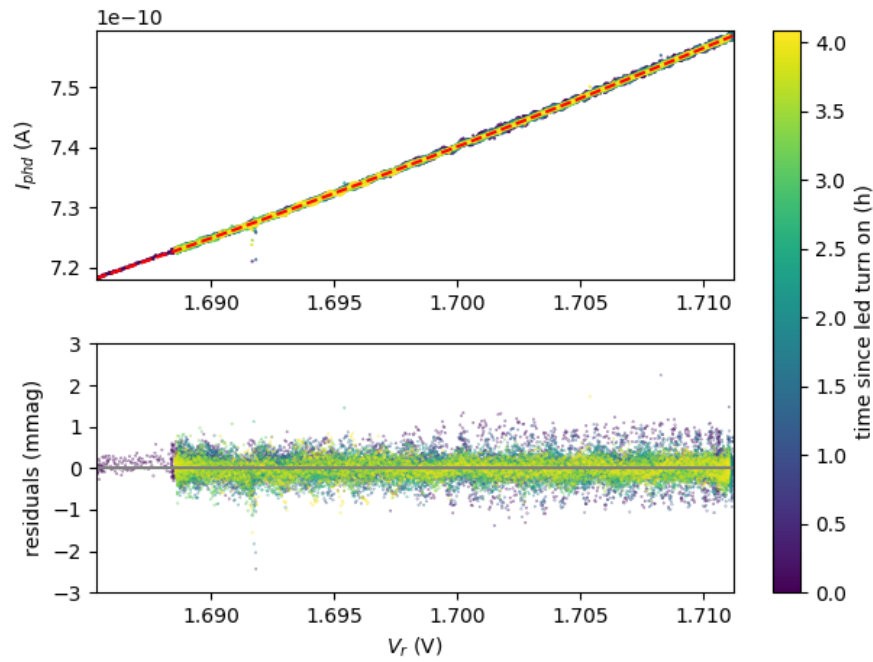
(a) T (b) V_R

Figure 7.16 – Évolution du flux des LEDs en fonction de T (a) et V_R (b) et résidus au modèles 7.14 et 7.15..

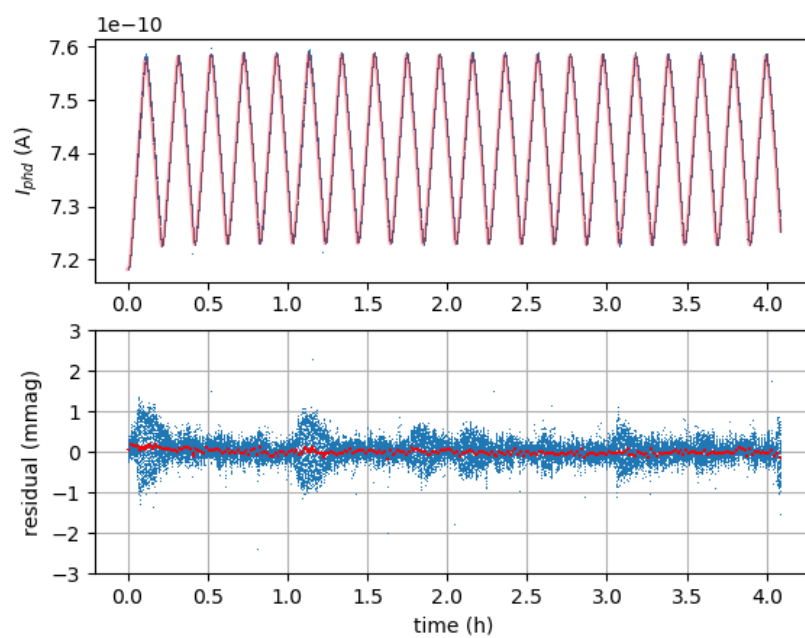


Figure 7.17 – Évolution du flux de la LED en fonction du temps et résidus à un modèle prenant V_R comme variable de standardisation. La courbe rouge (panneau du bas) est obtenue en intégrant les résidus dans une fenêtre de 1 minute

7.5.2 Métrologie des spectres à bas flux

Un nouveau spectromètre est en cours de caractérisation, composé d'un monochromateur mais utilisant cette fois une caméra CMOS à la place de la fente de sortie.

On peut donc maintenant lire des charges intégrées et non plus des courants, diminuant le bruit de lecture. Ainsi, on est capable de mesurer le spectre d'une de nos LEDs bas courant sur une largeur d'environ 45nm en une seule image de 20 secondes pour un rapport signal/bruit supérieur à 1000 (voir figure 7.18 pour les résultats préliminaires). L'étape dans la caractérisation de ce nouveau spectromètre est de transférer la calibration de la photodiode NIST vers la caméra CMOS. Ces mesures sont en cours.

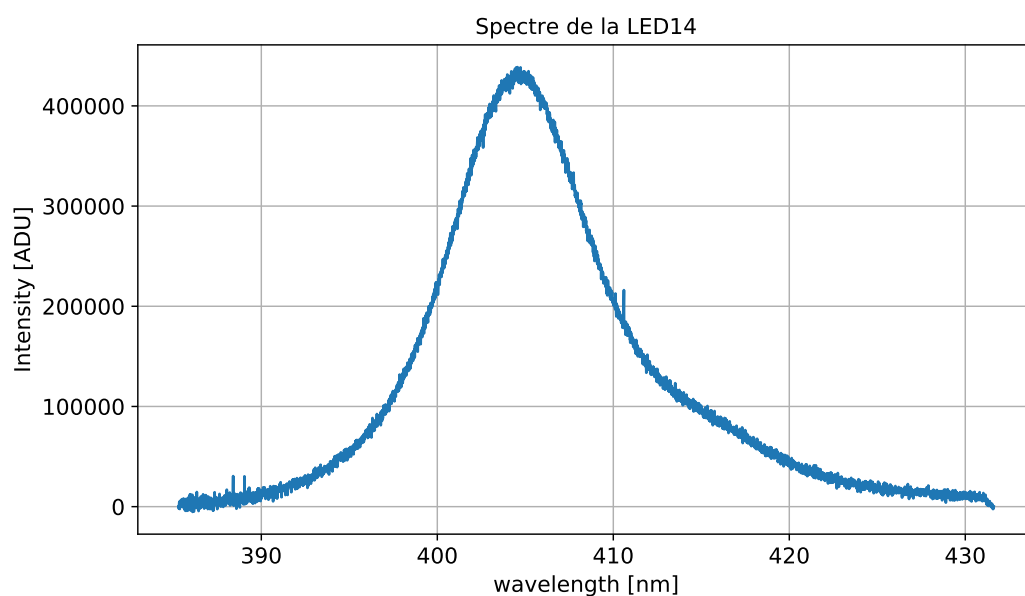


Figure 7.18 – Spectre préliminaire de la LED n°14 à bas flux, produit sur le nouveau spectromètre.

8

CARACTÉRISATION DU DÉTECTEUR

Sommaire

8.1	Introduction	142
8.1.1	Setup de la caractérisation de 2016	142
8.1.2	Setup de la caractérisation de 2019	143
8.2	Propriétés de la caméra	144
8.2.1	Biais de l'électronique	145
8.2.2	Bruit de lecture	147
8.2.3	Gain	147
8.2.4	Courant d'obscurité	149
8.2.5	Efficacité quantique	149
8.2.6	Transmission des filtres	152
8.3	Propriétés du télescope	153
8.3.1	Caractéristiques	154
8.3.2	Réflexivité des miroirs	155
8.3.3	Alignement de l'optique	159
8.4	Transmission totale du détecteur	161

8.1 Introduction

La source StarDICE fournit la calibration large-bande du détecteur qui est utilisé pour effectuer le transfert de calibration sur site. Une interprétation précise de ces mesures nécessite une mesure précise de la transmission monochromatique relative du détecteur. Elle est exprimée dans une bande b comme :

$$T_b(\lambda) = \frac{1}{G} \times \mathcal{A} \times \varepsilon(\lambda) \times F_b(\lambda) \times M_s(\lambda) \times M_p(\lambda) \quad (8.1)$$

où G est le gain de l'électronique (en e^-/ADU), $\varepsilon(\lambda)$ est l'efficacité quantique de la camera (en e^-/γ), $F_b(\lambda)$ est la transmission du filtre b , \mathcal{A} et $M_p(\lambda)$ sont respectivement l'aire et la réflectivité du miroir primaire du télescope, et $M_s(\lambda)$ est la réflectivité du miroir secondaire. Nous présentons dans ce chapitre la caractérisation en laboratoire de chacune de ces composantes, ainsi que certaines propriétés nécessaires à la réduction des données comme le niveau du piédestal de l'électronique de lecture et le courant d'obscurité de la caméra.

La réalisation de la courbe de transmission totale de l'instrument a été réalisée deux fois : une première fois en 2016 avant l'envoi de l'instrument sur site pour la mise en route de l'expérience, et une deuxième fois en 2019, à la fin de la prise de données du test de l'expérience, au retour du détecteur au laboratoire. La deuxième caractérisation a été motivée par plusieurs points :

- Estimation de la stabilité de la transmission monochromatique relative du détecteur sur de longues périodes de temps (hors facteurs large bande).
- Évaluation de l'impact de 2 incidents instrumentaux : une fêlure du filtre Bi (dilatation thermique) et un changement de comportement de la caméra au cours de la prise de données sur site.
- Amélioration des insuffisances révélées dans la mesure de 2016, dues à des corrections d'ouverture.

8.1.1 Setup de la caractérisation de 2016

La première caractérisation du CCD et de ses filtres a été effectuée sur le banc spectrophotométrique du LPNHE, décrit dans le chapitre précédent. La caméra CCD est ainsi placée sur le même support que celui sur lequel se trouve la photodiode du NIST (voir figure 8.1). La source lumineuse utilisée sur le banc est toujours la source SnDICE2, mais avant que le flux de ses LEDs ne soit réduit. Dans ces conditions la source possède une stabilité de 0.1% (REGNAULT et al. (2015)). Cette stabilité est l'élément déterminant pour la précision de la caractérisation de la transmission de l'instrument, qui consiste principalement en un rapport de flux mesurés successivement. Les données de cette campagne de mesures sont constituées

d'images du faisceau de chaque LED avec ou sans monochromateur sur le chemin optique, et des photo-courants mesurés par la photodiode du NIST illuminée par les mêmes LEDs.

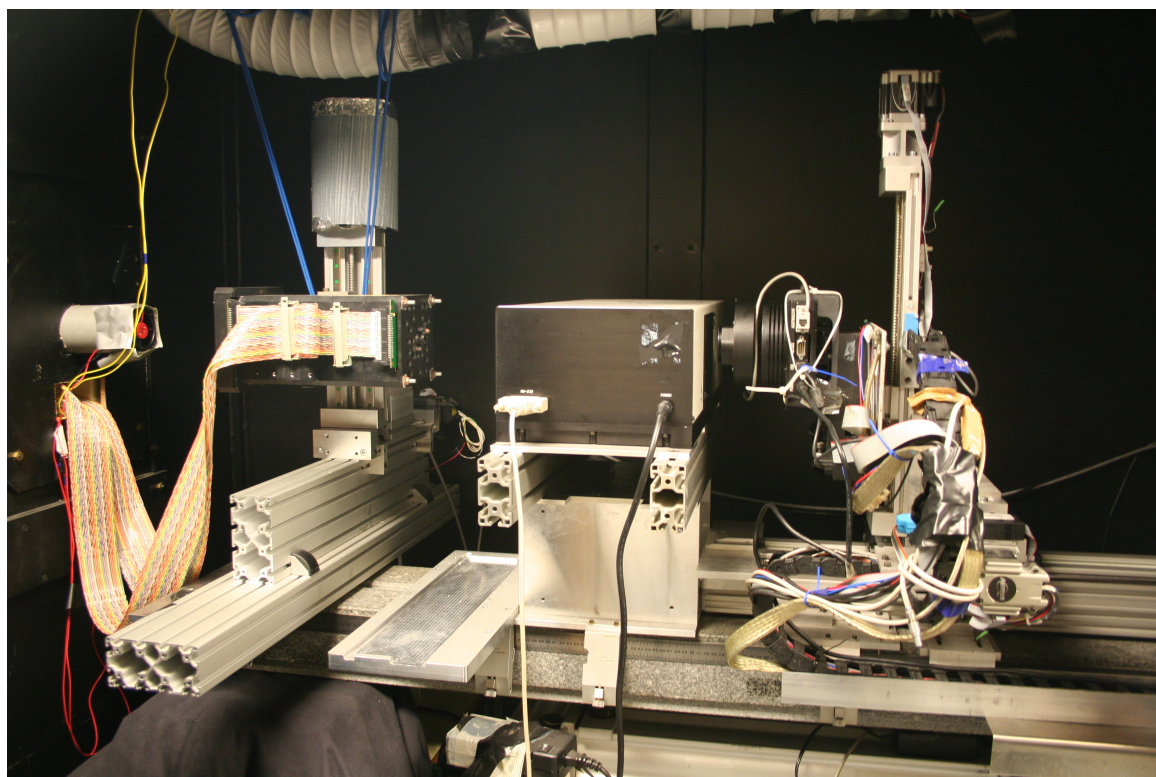


Figure 8.1 – Etat du banc spectrophotométrique pour la caractérisation de la caméra (à droite). La source SnDICE2 se trouve à gauche de l'image, et le monochromateur est intercalé entre la source et la caméra.

8.1.2 Setup de la caractérisation de 2019

La deuxième mesure a été réalisée sur un banc dédié à la caractérisation de l'instrument (figure 8.2). Le faisceau de calibration pour ce nouveau banc est produit par une source multicanaux de LEDs stables appelée ArDICE. La carte électronique sur laquelle sont placées les LEDs alimente une sphère intégrante percée d'un trou pour sortie. Le faisceau divergent sortant de la sphère intégrante est focalisé à l'aide d'une lentille pour créer une image circulaire de 4mm de diamètre sur la fente d'entrée du monochromateur Czerny-Turner¹. Ce dernier est le même que celui utilisé pour la production des spectres à haut flux des LEDs dans le chapitre précédent.

Ici, la seule caractéristique nécessaire de la source est qu'elle doit être stable étant donné que la transmission de l'instrument est produite avec des rapports de flux : le modèle

¹Notons ici que c'est le mode d'utilisation standard du monochromateur de produire une image sur sa fente d'entrée, mais l'utilisation d'optiques intermédiaires, avec leurs courbes de transmission propre, est évitée lors de la caractérisation du spectre du standard de calibration.

spectrophotométrique de ArDICE est supprimé dans ce rapport.

Le monochromateur forme une image dispersée en longueur d'onde de sa fente d'entrée sur sa fente de sortie. Le facteur de dispersion varie de 2.92nm/mm à 3.47nm/mm sur une amplitude spectrale de 1100 à 300nm . La fente de sortie est réglée à $635\mu\text{m}$, ce qui correspond à une largeur spectrale à mi-hauteur d'environ 1nm . Une deuxième lentille forme une image de la fente de sortie du monochromateur sur le plan focal du détecteur. L'image en question est approximativement rectangulaire et a pour dimensions $0.3 \times 1.2\text{mm}$. Elle est donc entièrement contenue dans la caméra et dans la photodiode.

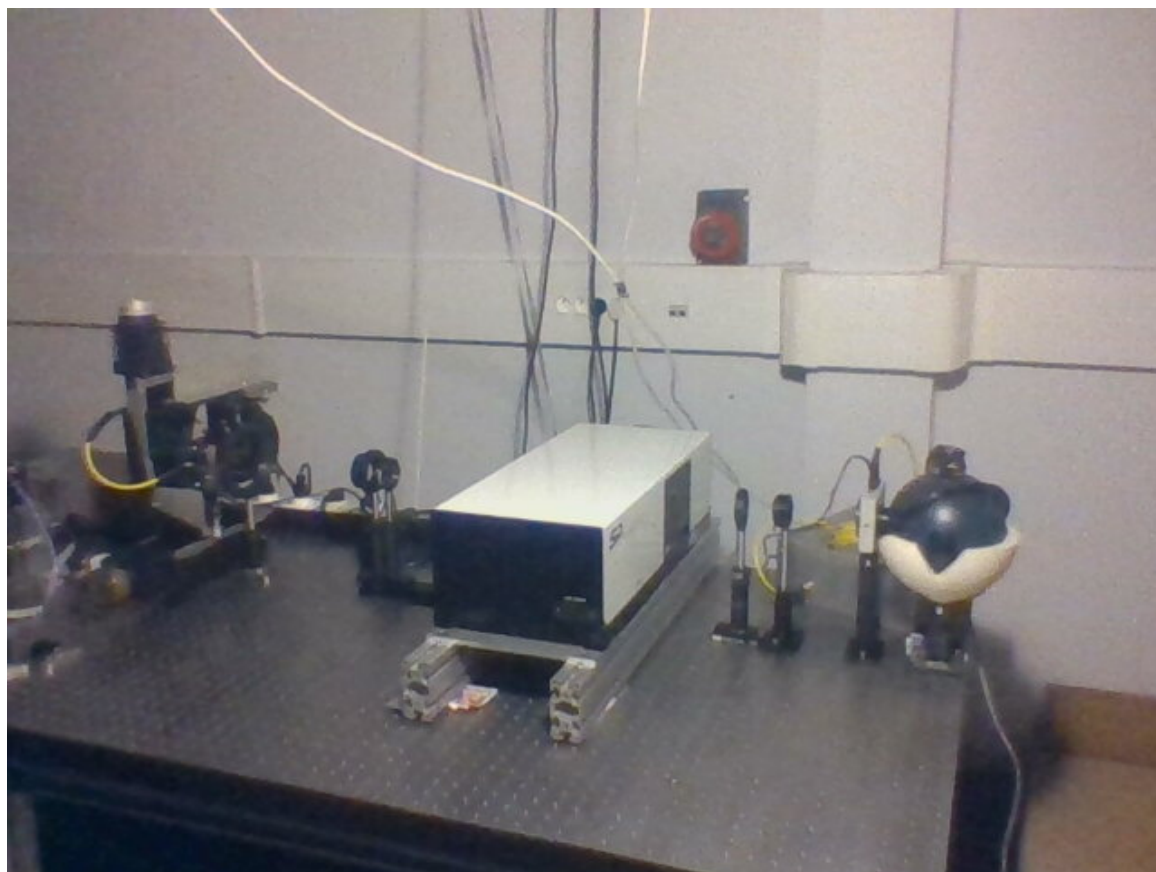


Figure 8.2 – Banc spectrophotométrique construit en 2019 exclusivement pour caractériser des transmissions instrumentales. La source ArDICE avec la sphère intégrante se trouve à droite de l'image, le monochromateur au centre, et les détecteurs à gauche.

8.2 Propriétés de la caméra

Nous utilisons une caméra CCD SBIG-ST-7XME². Le capteur est composé de 765×510 pixels carrés de $9 \times 9\mu\text{m}$ pour une taille totale de $6.9 \times 4.6\text{ mm}$ et est refroidi par un module Peltier jusqu'à une température minimale d'environ -13°C . Elle est fournie avec une roue à

²http://www.company7.com/library/sbig/pdffiles/cat_7xme.pdf

filtre possédant 5 emplacements dans lesquels nous disposons systématiquement un filtre bleu interférentiel, un filtre vert interférentiel, un filtre rouge coloré et un filtre infrarouge coloré (respectivement Bi , Vi , R , et I dans la suite). On peut séparer la caractérisation de ce détecteur en deux grandes parties, la première concerne les particularités propres au capteur face à n'importe quelle illumination, comme le gain et le piédestal de l'électronique de lecture, le bruit de lecture, son courant d'obscurité et la carte de ses pixels défectueux. La deuxième est la caractérisation chromatique de la caméra, autrement dit l'efficacité quantique du CCD et la courbe de transmission de ses filtres.



Figure 8.3 – Photographie de la caméra SBIG-ST-7XME utilisée dans le cadre de la preuve de concept de l'expérience StarDICE.

8.2.1 Biais de l'électronique

Chaque image possède un piedestal de signal lié au biais de l'électronique de lecture. Pour étudier son comportement, nous avons pris une centaine d'image avec un temps de pause nul, et ce à différentes températures de refroidissement du capteur en consigne. La forme générale du biais de l'électronique obtenue en moyennant l'ensemble des images à temps d'exposition nul est présentée sur la figure 8.4, et constitue notre "master bias". On remarque une structure avec une légère augmentation du biais sur la gauche du capteur. Le niveau moyen du biais est de l'ordre de 900 ADU, avec une différence moyenne de 15 ADU entre la gauche et la droite du capteur. On met en évidence une évolution linéaire du niveau moyen du biais de l'électronique avec la puissance de refroidissement du Peltier (figure 8.5). Cette

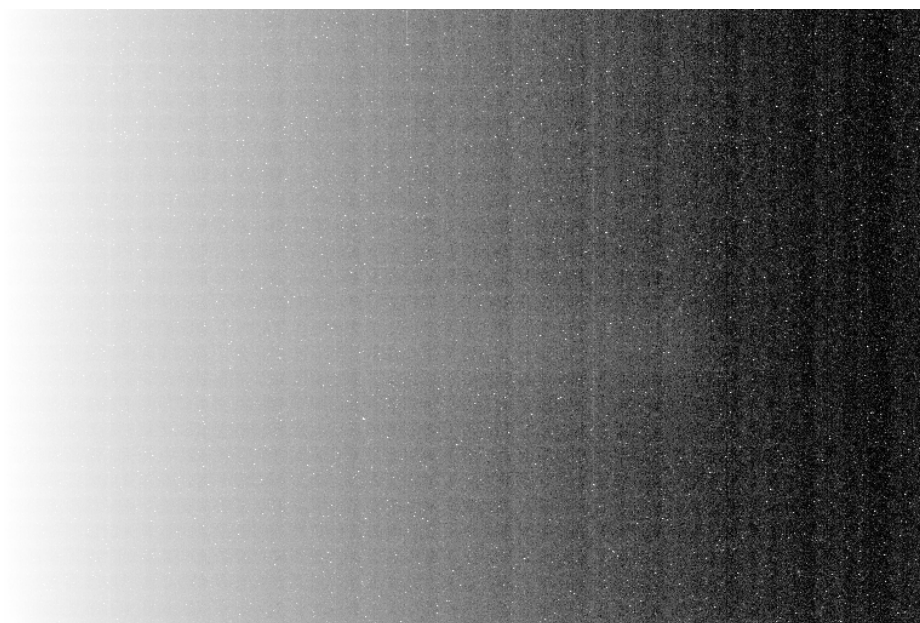


Figure 8.4 – Biais du CCD moyenné sur une centaine d’images. L’échelle de couleur est dilatée pour souligner les contrastes. Le niveau moyen est de 910 ADU.

donnée est donc ajoutée aux métadonnées de chaque image pour permettre une soustraction efficace du biais.

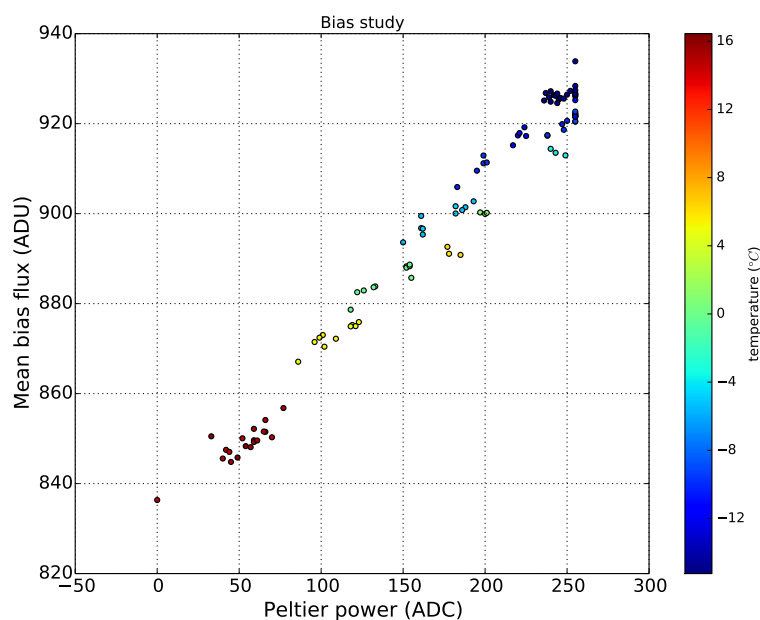


Figure 8.5 – Évolution du biais moyen de l’électronique de lecture, l’échelle de couleur représente la température du capteur.

8.2.2 Bruit de lecture

Sur chaque image de biais que nous avons pris, nous calculons la variance de la dispersion de la valeur en ADU des pixels d'une même colonne, afin de s'affranchir de l'évolution horizontale du biais de l'électronique pour évaluer le bruit de lecture de la caméra. On remarque sur la figure 8.6 que le bruit de lecture varie entre 6.9 et 8 ADU en fonction de la température du capteur, avec un minimum à -10°C . Pour le reste de la prise de données, nous réglons donc la consigne du refroidissement du capteur sur -10°C pour un bruit de lecture de 6.9 ADU.

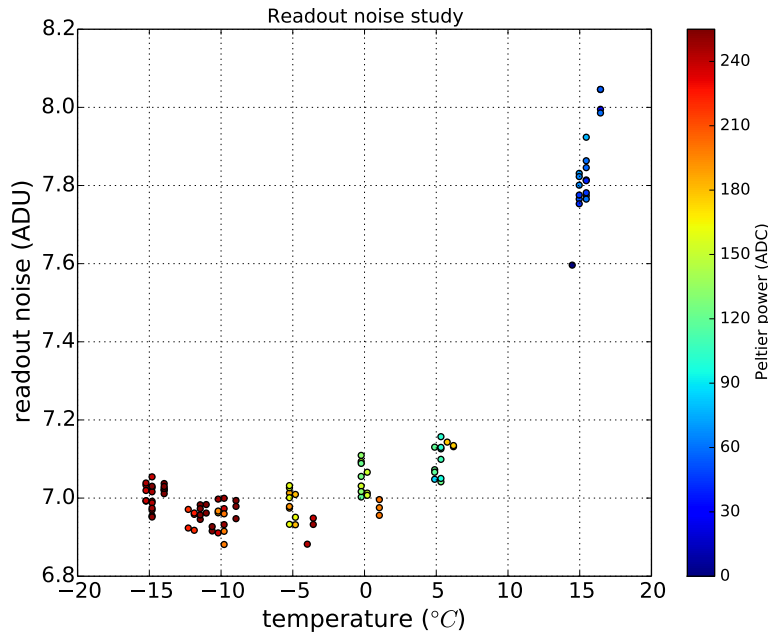


Figure 8.6 – Évolution du bruit de lecture de la caméra en fonction de la température du capteur. L'échelle de couleur représente la puissance de refroidissement du module Peltier de la caméra. On observe une tendance claire d'évolution du bruit de lecture avec la température et non la puissance de refroidissement.

8.2.3 Gain

Le gain G de l'électronique de lecture est la quantité qui permet de convertir une mesure effectuée en ADU en e^- . C'est un facteur gris, dont la valeur n'a pas d'importance pour la calibration. En revanche, sa stabilité est importante et la connaissance de sa valeur permet d'évaluer le bruit de photon. Sachant que le nombre d'électrons convertis N_{e^-} suit une statistique de Poisson on a :

$$\text{var}(N_{e^-}) = N_{e^-} \quad (8.2)$$

Ce qui nous donne, en unités numériques :

$$G^2 \times \sigma^2(N_{\text{ADU}}) = G \times N_{\text{ADU}} \quad (8.3)$$

On constate donc que la variance d'un flux mesuré en ADU est égale l'inverse du gain multipliée par la valeur du flux en ADU.

Ainsi, pour déterminer le gain de l'électronique, nous avons pris plusieurs images du faisceau de la même LED, par couple de deux, avec pour chaque couple un temps d'exposition donné. La prise de chaque image est précédée d'une image à temps d'exposition nul, pour soustraire le piédestal de l'électronique. Nous prenons deux images successives pour pouvoir les soustraire l'une à l'autre et ainsi éviter que la variabilité spatiale de la réponse du capteur ne contribue à la variance du flux mesurés dans tous les pixels de la soustraction. Le dernier élément qui contribue au calcul de la variance sur la différence des deux images est le bruit de lecture σ_r . Ce dernier est évalué pour chaque point en prenant la variance de la soustraction des deux images de biais de l'électronique. L'image finale $I_{i,j}$ servant à l'évaluation résulte donc de l'opération suivante :

$$I_{(i,j)} = (F_{1,(i,j)} - B_{1,(i,j)}) - (F_{2,(i,j)} - B_{2,(i,j)}) \quad (8.4)$$

où F et B sont les images avec et sans temps d'exposition. Sachant que le flux moyen dans F_1 est le même que le flux moyen dans F_2 (la source est stable à mieux que 0.1%) et que la variance du d'image sans signal est le bruit de lecture σ_r^2 , on a :

$$\text{var}(I) = 2 \times \text{var}(F_1) + 2 \times \sigma_r^2. \quad (8.5)$$

Or, la variance d'une image mesurant un flux est la somme de la variance de Poisson et du bruit de lecture. On a donc finalement :

$$\text{var}(I) = 2 \times V_{\text{Poisson}} + 4 \times \sigma_r^2 \quad (8.6)$$

On est donc ainsi en mesure d'évaluer la variance de Poisson associée à un couple de deux images. La figure 8.7 montre l'évolution, quasi-linéaire, de la variance de Poisson associée à différents couples d'image de temps d'exposition (et donc de flux moyen) différents en fonction de leur flux. On ajuste un modèle quadratique à ces données pour tenir compte du fait qu'une partie de la variance est transférée en covariance entre pixels proche de manière croissante en fonction du flux en raison de l'effet *Brighter-Fatter* (GUYONNET et al. (2015)). Une étude plus approfondie prenant en compte les résultats de ASTIER et al. (2019) pourra être conduite afin d'améliorer l'estimation du gain. Ainsi, le terme de degré 1 ajusté sur ces données nous donne l'inverse du gain : $G = 2.55 \pm 0.01 \text{ e}^-/\text{ADU}$ les données de 2016.

La nouvelle mesure du gain effectuée en 2019 indique une valeur de $G = 1.077 \pm 0.001$, ce qui explique les variations de transmission grise observées lors de la campagne d'observation d'octobre (voir chapitre suivant).

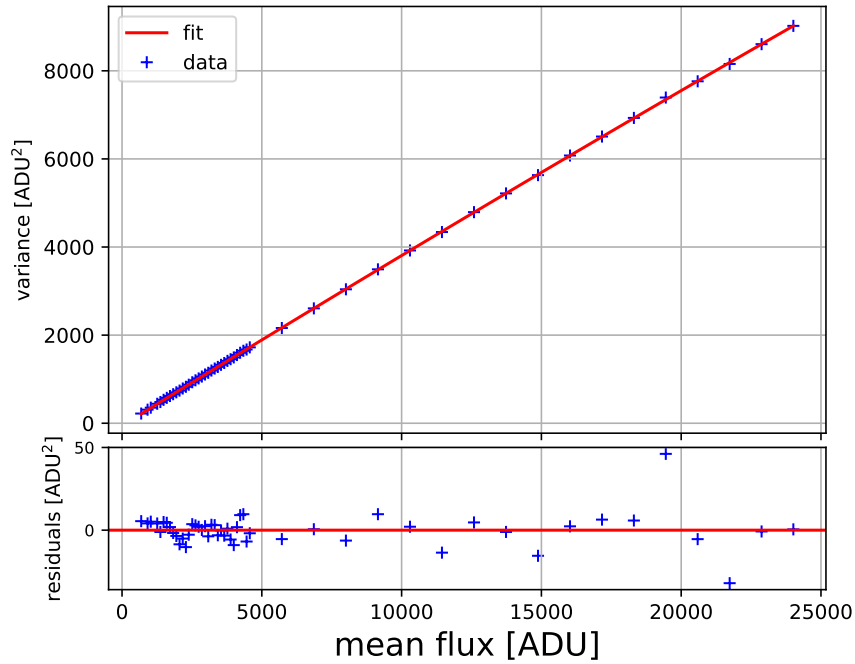


Figure 8.7 – Évolution de la variance de poisson obtenue pour des couples de deux images de même flux en fonction de ce flux pour (a) la caractérisation de 2016 et (b) la caractérisation de 2019. Les droites rouge (a) et noire (b) représentent un ajustement quadratique aux données.

8.2.4 Courant d'obscurité

On corrige du courant d'obscurité à l'aide d'images de temps d'exposition variable avec l'obturateur fermé (dark). On soustrait à ces images le biais qui leur est associé et on les divise par le temps d'exposition. On obtient ainsi un "master dark", nous donnant un courant d'obscurité de $0.15e^-/s$ à une température de $-10^\circ C$. En étudiant le courant d'obscurité du détecteur, nous avons également pu produire un masque pour l'analyse des données, concernant 60 pixels ayant un courant d'obscurité supérieur à $38e^-/s$, que nous qualifions de "pixels chauds". L'analyse de toutes les images impliquera donc, en plus de la réduction d'un modèle de biais de l'électronique dépendant de la puissance fournie au module Peltier, une soustraction d'un modèle de courant d'obscurité dépendant du temps d'exposition et un masque pour les pixels chauds.

8.2.5 Efficacité quantique

La mesure de l'efficacité quantique du détecteur $\varepsilon(\lambda)$ est obtenue comme le rapport entre le nombre de photo-électrons convertis dans le détecteur illuminé par un faisceau monochromatique et le photo-courant produit par la NIST, soumise au même faisceau.

La détermination de $\varepsilon^{2016}(\lambda)$ a été effectuée sur le banc de 2016 au nm près avec le monochromateur illuminé par le faisceau divergent des LEDs. La figure 8.8 montre le rapport entre le flux électrons par seconde mesuré par la caméra et le flux en photons mesuré par la photodiode du NIST. On remarque clairement sur la figure 8.8 que les LEDs ne sont pas toutes en accord les unes avec les autres. Ces discontinuités sont probablement dues au fait que l'impact du faisceau dans la fente d'entrée du monochromateur diffère d'une LED à l'autre, impliquant une image différente en sortie. Or, la NIST ne fournit aucune information sur la forme du faisceau qu'elle intercepte, et cette dernière peut donc ne pas intercepter tout le faisceau. Chaque groupe de mesures de l'efficacité quantique provenant d'une LED distincte est donc multiplié par un facteur afin de rejoindre au mieux l'information de la LED précédente (dans l'ordre des longueurs d'onde). De plus aucun spectre de LED ne permet de mesurer précisément un rapport de flux à des longueurs d'onde supérieures à 9800 Å, nous extrapolons la queue infrarouge de l'efficacité quantique en ajustant une exponentielle afin que l'efficacité quantique prenne une valeur de 5×10^{-4} à une longueur d'onde de 11000 Å, la décroissance de l'efficacité quantique du silicium étant elle-même exponentielle dans l'infrarouge. La courbe bleue de la figure 8.8 est finalement obtenue à chaque longueur d'onde par une moyenne pondérée par l'écart à la longueur d'onde centrale de chaque LED. On voit

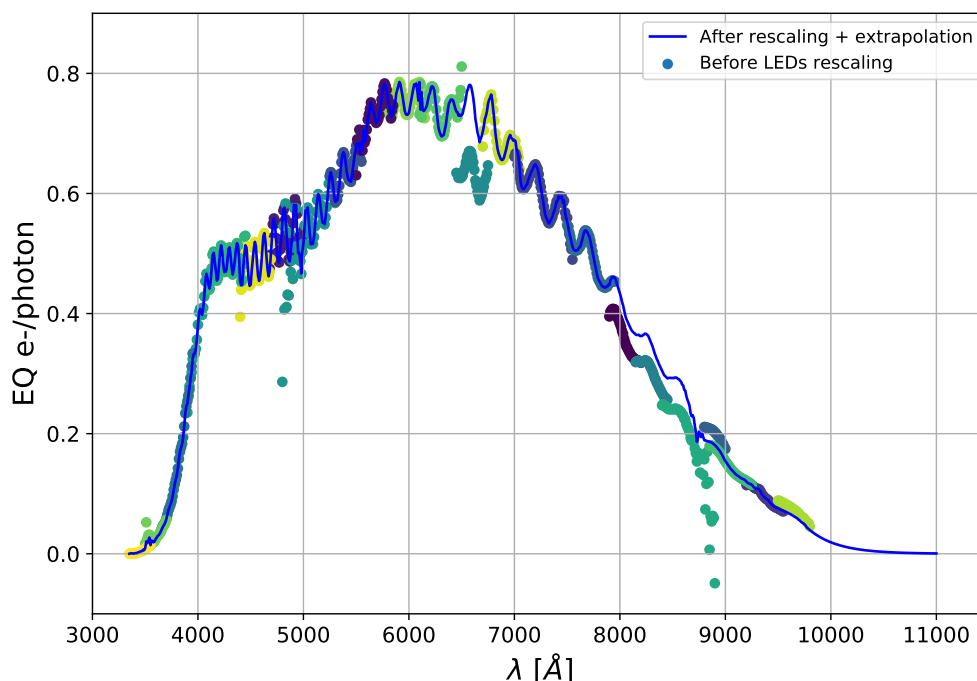


Figure 8.8 – Rapport entre le flux en e^-/s mesuré par la caméra CCD et le flux en photons par seconde mesuré par la photodiode du NIST pour un faisceau monochromatique alimenté par les LEDs SnDICE à travers un monochromateur. L'échelle de couleur correspond au numéro de la LED utilisé. La courbe bleue représente le résultat des corrections de flux apportées à certaines LEDs pour assurer la continuité de la courbe d'efficacité quantique du détecteur, ainsi qu'une extrapolation dans l'infrarouge.

dans $\varepsilon^{2016}(\lambda)$ une ondulation de l'efficacité quantique, dont la période dépend de la longueur

d'onde. Une explication probable pour ces ondulation est la présence d'un micro-lentillage sur la surface du CCD afin d'augmenter son efficacité quantique.

La mesure de 2019 ($\varepsilon^{2019}(\lambda)$) forme une image de la fente de sortie du monochromateur sur le plan du détecteur, avec une taille inférieure à celle du CCD et de la photodiode du NIST. De plus la source reste maintenant immobile grâce à la sphère intégrante permettant une seule sortie semblable pour toutes les LEDs. La nouvelle mesure de l'efficacité quantique de la caméra (figure 8.9) améliore notablement le problème des corrections d'ouverture. On retrouve bien les ondulations observées dans la précédente détermination de l'efficacité quantique, la normalisation est en revanche différente, vraisemblablement parce que la photodiode est illuminée différemment dans les deux cas et qu'on ne connaît pas précisément la surface effective.

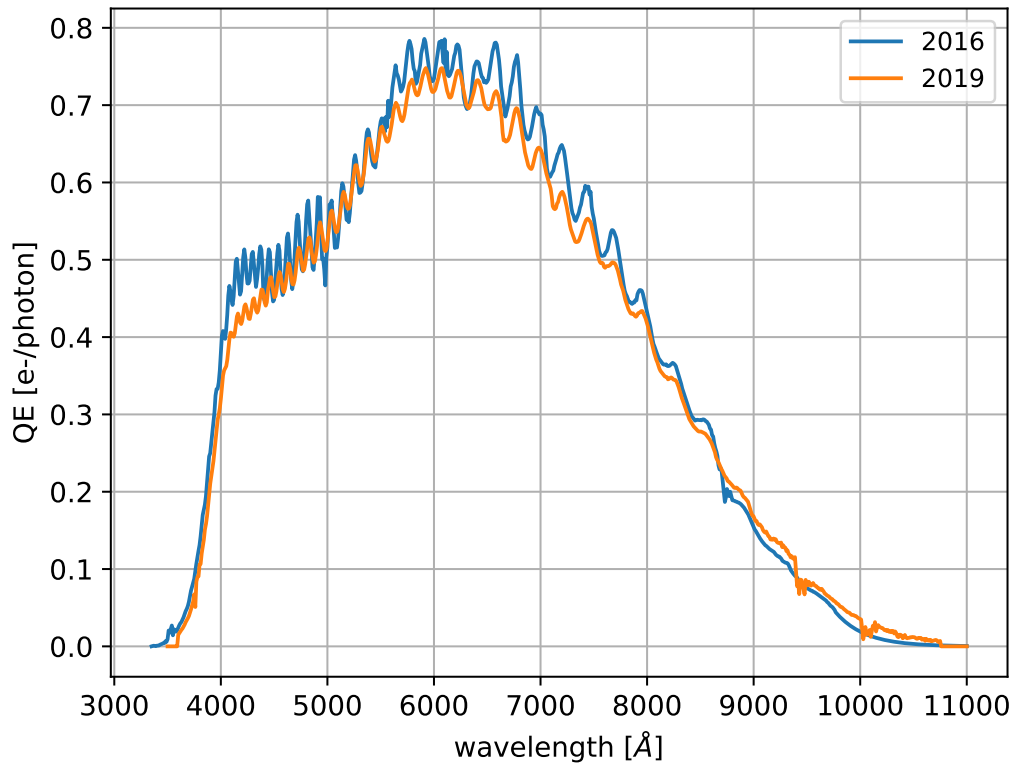


Figure 8.9 – Comparaison entre $\varepsilon^{2016}(\lambda)$ (courbe bleue) et $\varepsilon^{2019}(\lambda)$ (courbe orange).

Les corrections d'ouverture dues à la chromaticité du profil des sources restent cependant la principale source d'incertitude sur $\varepsilon^{2019}(\lambda)$. Leur valeur, estimée comme le rapport entre le flux mesuré sur la somme des pixels du détecteur et le flux mesuré dans une fenêtre centrée sur l'image principale (figure 8.10) varie de 4% crête à crête sur l'intervalle $400 < \lambda < 900$. Le remplacement des lentilles de focalisation par des relais de miroirs paraboliques hors axe est en cours et devrait régler le problème de chromaticité du profil.

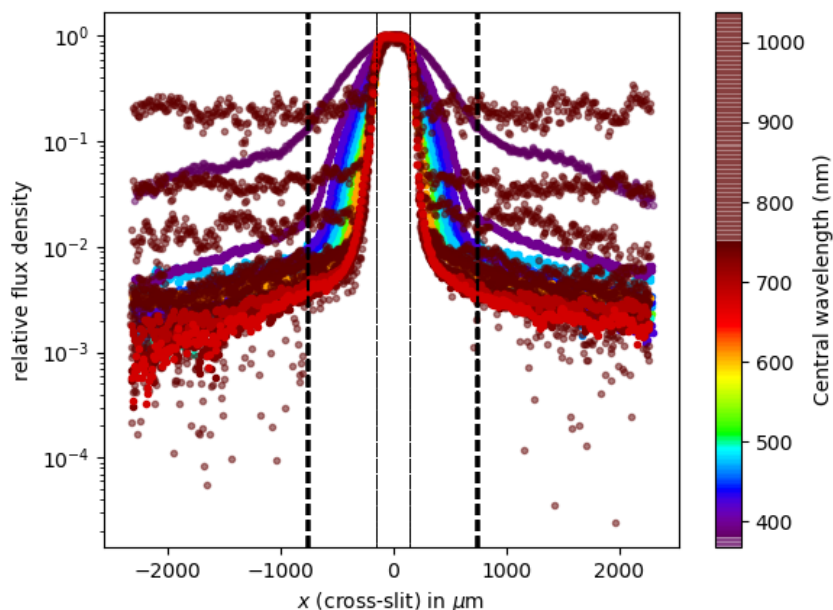


Figure 8.10 – Profil horizontal de la tâche laissée par chaque LED dans le CCD. La couleur correspond à la longueur d'onde centrale de chaque LED. La zone comprise entre les tirets est celle dans laquelle le flux est intégré.

8.2.6 Transmission des filtres

La caractérisation de la transmission des filtres $F_b(\lambda)$ est relativement simple et sujette à moins de source d'erreurs que dans le cas de l'efficacité quantique. Pour ce faire, on prend des images du faisceau des LEDs à travers le monochromateur d'abord sans filtre puis en intercalant un filtre. On calcule le flux moyen dans une sous-partie du détecteur contenant la tâche laissée par le faisceau de calibration dans chacun des cas, puis on obtient la transmission du filtre en question en calculant le rapport du deuxième sur le premier. Bien que chaque filtre n'ait qu'une plage de longueur d'onde nominale restreinte dans laquelle il est censé transmettre, nous scannons la transmission de celui-ci à toutes les longueurs d'onde disponibles, afin de mettre en évidence d'éventuelle "fuites".

De la même manière que pour la détermination de l'efficacité quantique, nos LEDs ne permettent une détermination précise de la transmission du filtre I que jusqu'à 9700Å. Nous étendons donc notre modèle de la transmission du filtre I à l'aide de la transmission standard du filtre I Johnson-Cousins $F_{I,JC}(\lambda)$ ³. On peut voir dans la figure 8.11 que nos données sont très proche de la transmission standard du côté bleu du filtre, mais que les courbes ont tendance à s'éloigner plus loin dans l'infrarouge. $F_I(\lambda)$ est donc étendu en supposant que :

$$F_I(\lambda > 9700) = (\alpha\lambda + \beta) \times F_{I,JC}(\lambda) \quad (8.7)$$

³Dont une courbe de transmission est disponible ici : <https://www.aip.de/en/research/facilities/stella/instruments/data/johnson-ubvri-filter-curves>

et en ajustant α et β sur les données à $\lambda > 8200\text{\AA}$.

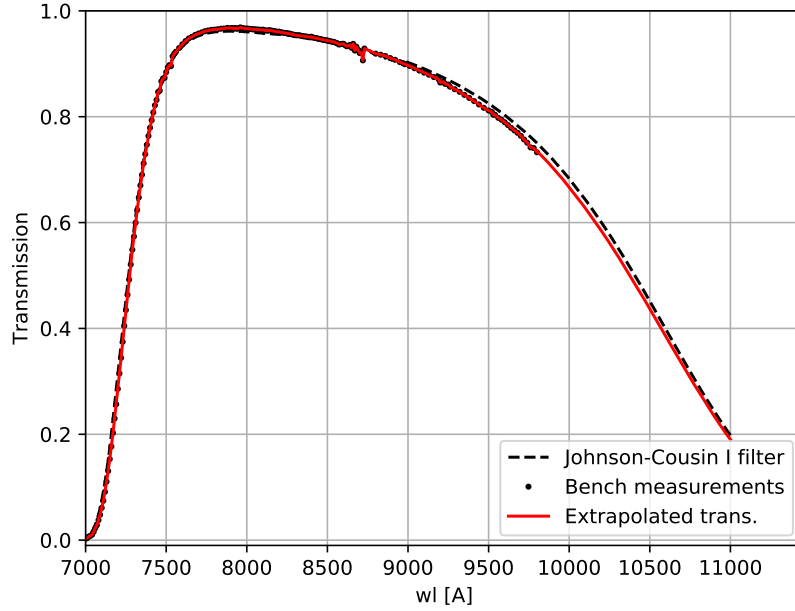


Figure 8.11 – Courbes de transmission de notre filtre I obtenu par nos données (en pointillés) par rapport à la transmission standard d'un filtre I Johnson-Cousins (tirets noirs). Le résultat de l'extension de la courbe de transmission de notre filtre I est la courbe rouge.

La figure 8.12 montre les courbes de transmission obtenues sur les deux bancs. À l'exception des bords, les filtres interférentiels sont en accord à un niveau meilleur que le % entre la mesure de 2016 et celle de 2019. De leur côté, il semble que les filtres colorés aient légèrement perdu en transmission ($\approx 1\%$) au cours des trois dernières années. On estime la différence de forme par la différence en longueur d'onde moyenne :

$$\bar{\lambda}_b = \frac{\int F_b(\lambda) \lambda d\lambda}{\int F_b(\lambda) d\lambda} \quad (8.8)$$

On a ainsi $\Delta\bar{\lambda}_{Bi} = -6.5\text{\AA}$, $\Delta\bar{\lambda}_{Vi} = -6.0\text{\AA}$, $\Delta\bar{\lambda}_R = 8.2\text{\AA}$ et $\Delta\bar{\lambda}_I = -2.8\text{\AA}$.

8.3 Propriétés du télescope

Le télescope est la dernière partie du détecteur demandant une caractérisation pour effectuer correctement le transfert de calibration des standards du NIST vers les CALSPECs. Cette caractérisation passe par la mesure des dimensions et positions des miroirs du télescope ainsi que par leur réflectivité.

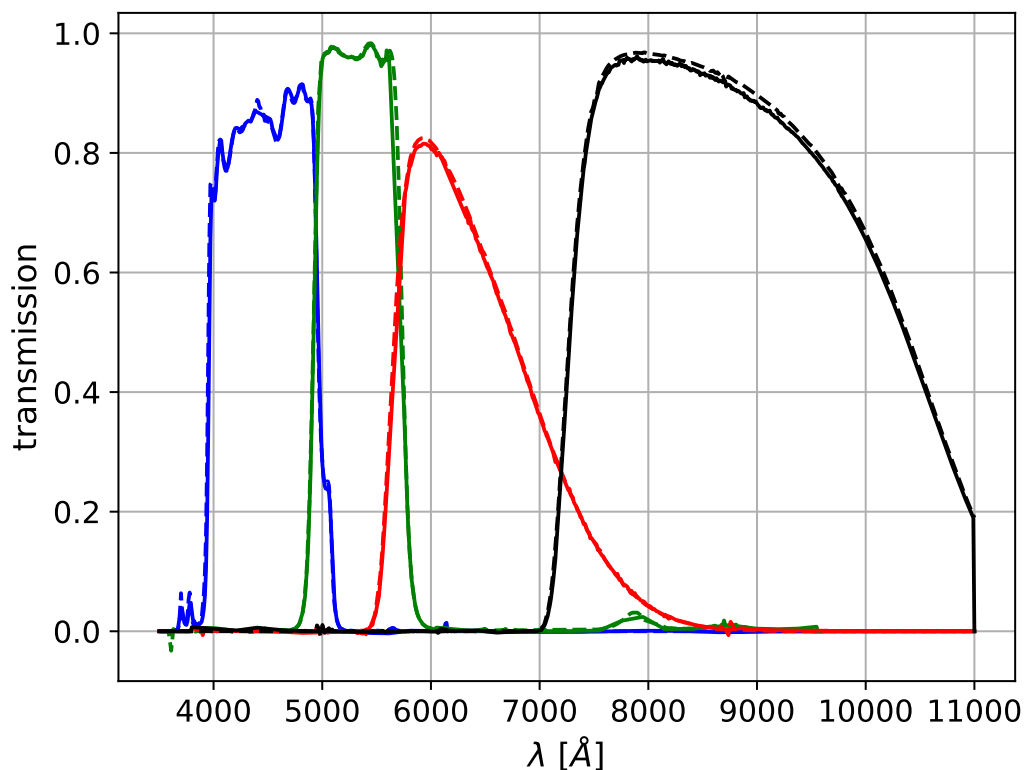


Figure 8.12 – Courbe de transmission des filtres Bi , Vi , R et I obtenues avec la campagne de mesures de 2016 (tirets) et celle de 2019 (trait plein). La transmission, du filtre I est étendue de 980 jusqu'à 11000Å (coupure du silicium) en suivant la forme du filtre I Johnson-Cousins, de forme générale similaire.

8.3.1 Caractéristiques

Nous utilisons dans le cadre de notre test de StarDICE un télescope de type Newton sans correcteur de champ (figure 8.13). Ce choix est motivé par la simplicité de son optique (un miroir primaire parabolique de $f = 1\text{m}$ et un miroir secondaire plan faisant un angle de 45° par rapport à l'axe du primaire) permettant d'éviter l'essentiel des réflexions sur des surfaces optiques intermédiaires.

Les dimensions du télescope ont été mesurées au LUPM⁴ à Montpellier. Le diamètre aluminisé du miroir primaire est de 251mm. Les rayons collectés par le miroir primaire sont ensuite réfléchis par le miroir secondaire sur le plan focal du détecteur. Un système de mise au point permet de déplacer la caméra afin de faire coïncider la position du capteur et celle du plan focal du télescope.

La première donnée que l'on peut extraire des dimensions du télescope est la surface totale de collection des photons, permettant de transférer un flux reçu en un flux surfacique. On

⁴<https://www.lupm.univ-montp2.fr/>

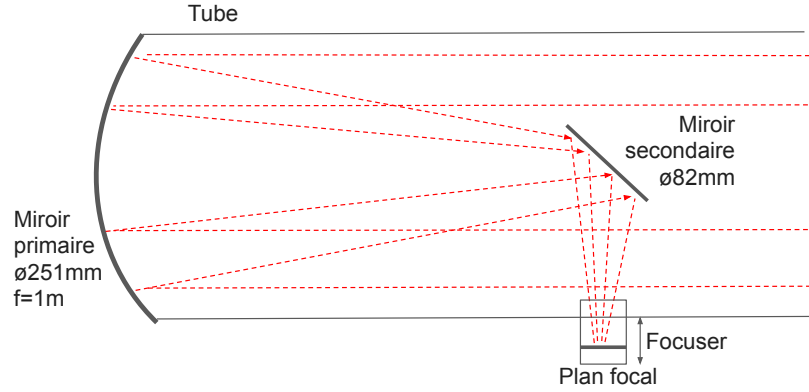


Figure 8.13 – Schéma du télescope Newton utilisé pour la preuve de concept de StarDICE. N'apparaissent pas sur ce schéma l'araignée permettant de soutenir le miroir secondaire ainsi que les trois vis tenant le miroir primaire.

l'obtient en soustrayant à la surface totale aluminisée du miroir primaire (494.8 cm^2) les différentes surfaces présentes dans le tube et occultant une partie du faisceau. Les principal composant occultant le faisceau est le miroir secondaire, d'un diamètre d'occultation de 82mm. Viennent ensuite un cache occultant le tube du porte-oculaire ($20 \times 62 \text{ mm}$), trois vis permettant de tenir le miroir primaire ($18 \times 2 \text{ mm}$ chacune) et enfin 4 branches de l'araignée permettant de tenir le miroir secondaire (chacune faisant 1mm de largeur). Ces occultations amène à une surface effective de collection de la lumière égale à :

$$\mathcal{A} = 423.4 \text{ cm}^2 \quad (8.9)$$

Une éventuelle erreur sur la détermination de la surface effective de collection des photons se traduit par un terme gris dans l'analyse, et n'intervient pas dans le cadre d'une analyse cosmologique.

8.3.2 Réflectivité des miroirs

La réflectivité des miroirs est le terme le plus difficile à évaluer sans un dispositif optique adapté et est en général ce qui empêche une caractérisation fine de la transmission totale d'un détecteur en laboratoire. C'est d'ailleurs ce qui motive les expériences de transfert de calibration imitant le faisceau des étoiles comme StarDICE. À l'heure actuelle, seules sont disponibles des mesures de réflectivité du miroir secondaire $M_s(\lambda)$. Dans notre analyse, nous

supposons que $M_p(\lambda) = M_s(\lambda)$, et donc que la réflectivité totale des miroir est :

$$M_{\text{tot}}(\lambda) = M_s^2(\lambda) \quad (8.10)$$

Mesures de réflectivité

Un total de quatre lots de mesures ont été effectués au LUPM :

- Une première mesure effectuée le 17 novembre 2016
- Deux mesures effectuées le 4 janvier 2017 avant et après une tentative de nettoyage du miroir avec du savon et de l'eau, puis rincé à l'alcool et enfin séché.
- Une dernière mesure le 14 juin 2017 en comparaison avec une référence à 100% en Halon.

Les mesures de janvier 2017 avant et après le nettoyage du miroir sont toutes les deux identiques à la première mesure de novembre 2016, et couvrent un interval de longueur d'onde entre 400 et 710 nm. Elles sont représentées par la courbe bleue dans la figure 8.14, et sont désignées par M^{2016} dans la suite. La mesure de juin est elle étendue sur des longueurs d'onde comprises entre 400 et 1200nm et est montré par la courbe orange dans la figure 8.14 (M^{2017} dans la suite), l'augmentation du bruit de cette mesure autour de 800nm correspond aux frontières entre deux différents détecteurs utilisés pour la mesure. Ces réflectivités sont comparées à la réflectivité de l'aluminium frais utilisée pour la caractérisation de la transmission du CFHT.

La réflectivité moyenne de M^{2016} est de 78.2%, à comparer avec les 91.3% de l'aluminium frais sur le même intervalle de longueur d'onde. On étend l'intervalle en longueur d'onde des mesures disponibles en redimensionnant la réflectivité de l'aluminium frais pour qu'elle corresponde à la réflectivité mesurée des deux côtés de l'intervalle (pointillés noirs sur la figure 8.14).

La mesure de $M^{2017}(\lambda)$ a l'avantage de s'étendre presque entièrement sur la plage de longueurs d'onde couverte par nos filtres Bi , Vi , R et I . La mesure brute, bruyante, est adoucie par une fenêtre glissante de 60 mesures. Une légère extension de la réflectivité en dessous de 400nm est nécessaire pour qu'elle couvre complètement le filtre Bi , et est produite en répliquant la mesure de la réflectivité à 400nm. La très bonne réflectivité mesurée aux deux bords du spectre apparaît suspecte. On note qu'il est théoriquement possible que la réflectivité d'un coating de protection dépasse celle de l'aluminium frais. La réflectivité moyenne de $M^{2017}(\lambda)$ entre 400 et 700 nm est de 89.8%, en désaccord avec $M^{2016}(\lambda)$.

Nous avons donc deux modèles incompatibles de réflectivité des miroirs. Le plus probable est que la dernière mesure doive être corrigée de la réflectivité de la référence Halon. À des fins d'illustration, la courbe en pointillés oranges de la figure 8.14 montre la réflectivité de juin 2017 multipliée par la réflectivité du Permafect 94, comme exemple de référence de réflectance du Halon.

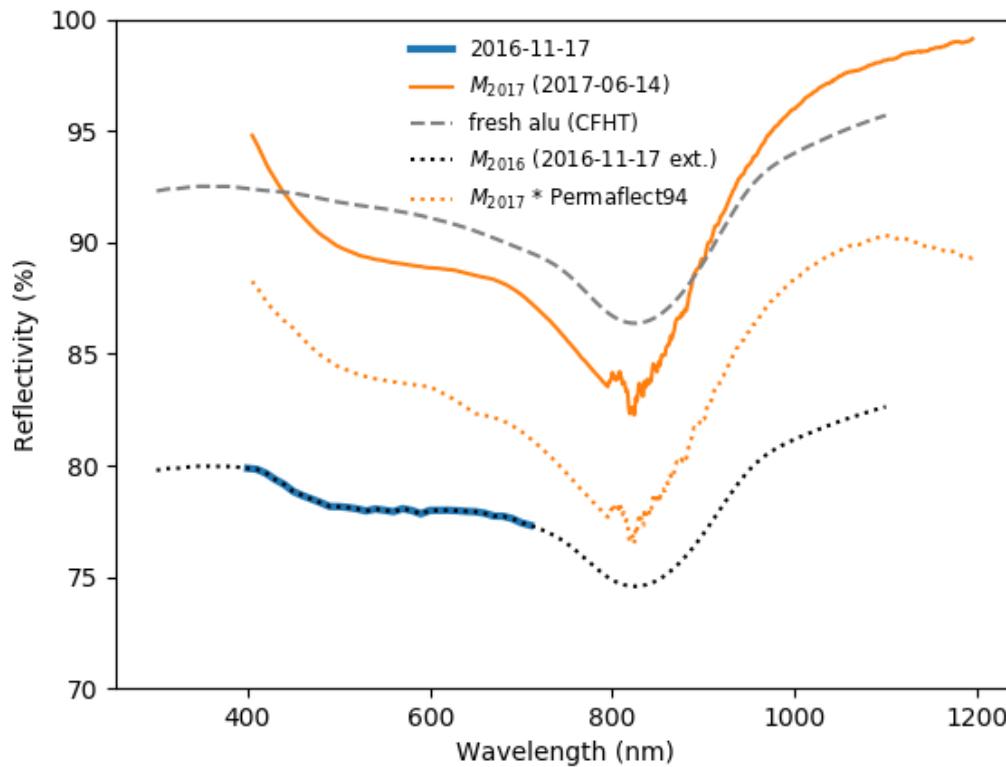


Figure 8.14 – Courbes de réflectivité du miroir secondaire en %. La courbe en tirets gris représente la réflectivité de l'aluminium telle qu'elle a été déterminée au CFHT, la courbe bleue représente les mesures de novembre 2016 et janvier 2017. Les pointillés noirs représentent une extension de la courbe bleue en utilisant le modèle de réflectivité de l'aluminium du CFHT. Enfin les courbes orange représentent la réflectivité du miroir issue des mesures de juin 2017 (traits plein) et une tentative de correction de cette dernière en la multipliant par la réflectivité de la référence à 100%.

Correction VW

Pour tenter de valider la mesure de 2016, un troisième dispositif instrumental a été mis en oeuvre au LUPM. Il s'agit d'une mesure absolue (auto-calibrée) par la technique "VW" (figure 8.15). Le secondaire n'étant plus disponible (car déployé à l'OHP), cette mesure a été appliquée à un échantillon utilisé pour recalibrer la référence de la première mesure.

La technique VW est séparée en deux parties :

- Premièrement, un faisceau monochromatique est réfléchi par un premier miroir (M1) sur un deuxième miroir (M2) vers un troisième miroir (M3), de sorte que le faisceau rencontrant le premier miroir soit aligné avec le faisceau réfléchi par le dernier miroir. Le flux $f^V(\lambda)$ du faisceau réfléchi par le dernier est monitoré par une photodiode. Ce mode est appelé "V" en raison de la forme prise par le trajet du faisceau.
- Deuxièmement, le même faisceau monochromatique est réfléchi par le miroir M1, mais cette fois-ci vers le miroir dont on veut connaître la réflectivité absolue. Le faisceau est ensuite réfléchi vers le miroir M2, qui a été déplacé de sorte que la distance parcourue

par le faisceau entre M1 et M2 soit la même que dans le mode V. Puis le faisceau est réfléchi par M2 une nouvelle fois vers l'échantillon de test, qui réfléchit le faisceau vers M3 dans une configuration symétrique, donnant au faisceau la forme d'un "W", mesurant un flux $f^W(\lambda)$.

La réflectivité de l'échantillon de test est dans ce cas égale à

$$M_{\text{sample}}^{VW}(\lambda) = \sqrt{\frac{f^W(\lambda)}{f^V(\lambda)}} \quad (8.11)$$

et a l'avantage de ne pas nécessiter la connaissance de la réflectivité des miroirs M1, M2 et M3.

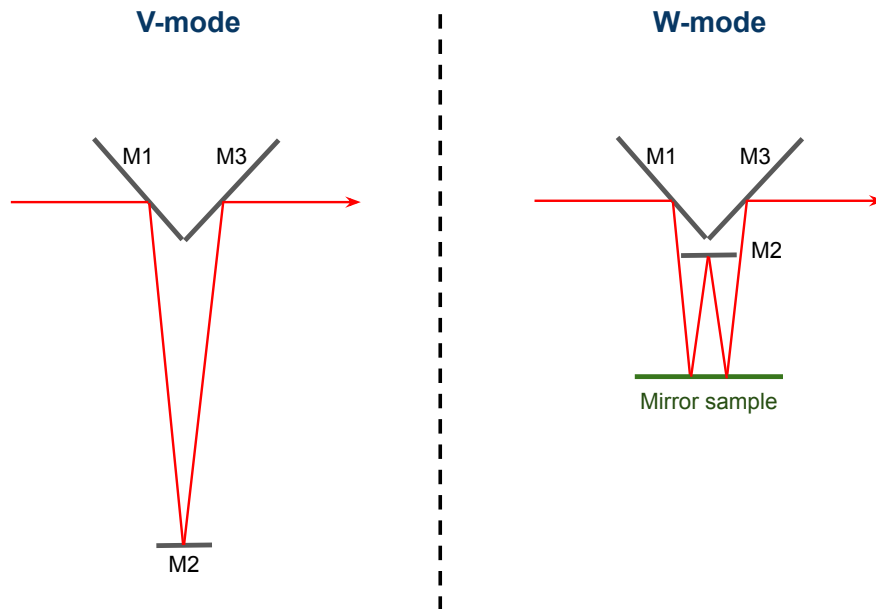


Figure 8.15 – Setup de la calibration absolue d'un miroir selon la méthode "VW". Le schéma de gauche représente le mode V et le schéma de droite le mode W, impliquant l'ajout de l'échantillon (en vert) dont on veut mesurer la réflectivité absolue.

La réflectivité de l'échantillon $M_{\text{sample}}^{\text{old}}(\lambda)$ est ensuite mesurée avec le dispositif utilisé pour les mesures de 2016. On obtient ainsi le facteur de recalibration monochromatique $R_{VW}(\lambda)$ de comme :

$$R_{VW}(\lambda) = \frac{M_{\text{sample}}^{\text{old}}(\lambda)}{M_{\text{sample}}^{VW}(\lambda)} \quad (8.12)$$

La figure 8.16 montre un réajustement de 8% de l'échelle grise. On ne voit en revanche pas de correction chromatique notable en dessous de 450nm, ce qui invalide la mesure de $M^{2017}(\lambda)$. On adopte donc finalement la réflectivité du miroir secondaire de 2016, recalibrée telle que :

$$M_s(\lambda) = M_R^{2016}(\lambda) = \frac{M^{2016}(\lambda)}{R_{VW}(\lambda)} \quad (8.13)$$

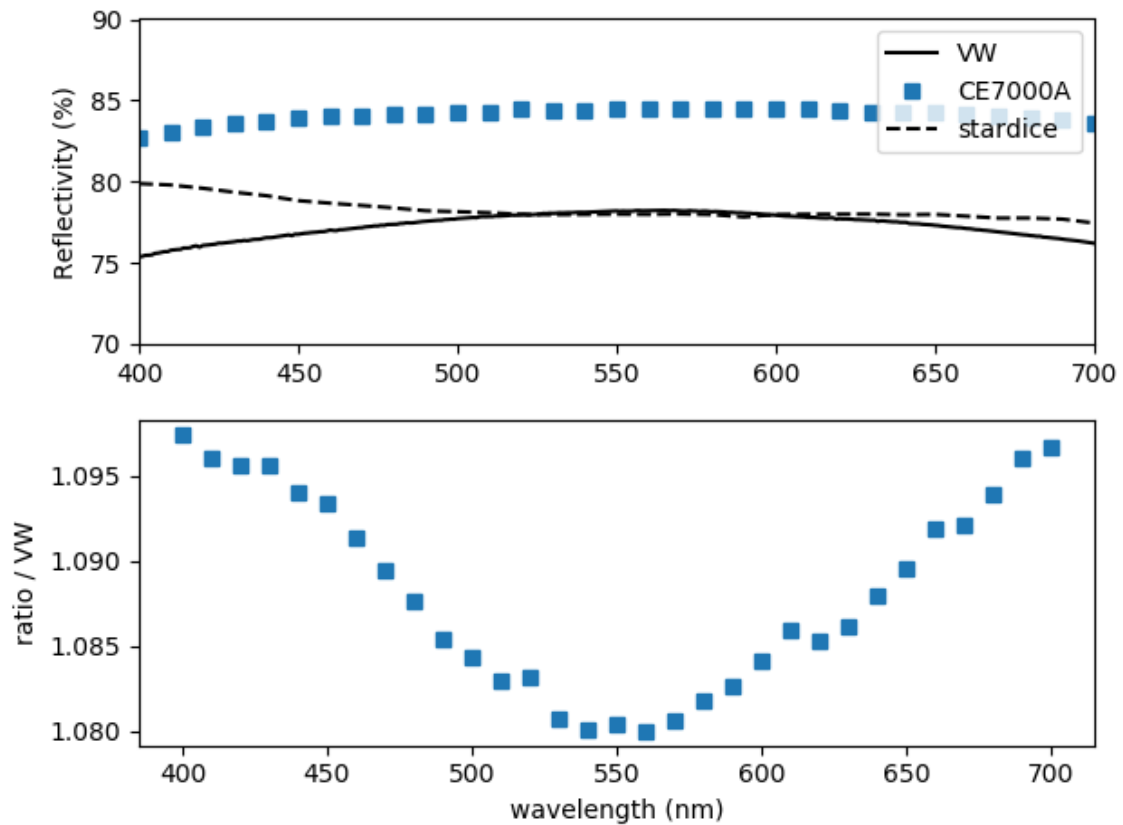


Figure 8.16 – Bas : Correction de la calibration du dispositif utilisé pour les mesures de 2016. Haut : comparaison entre l'ancienne réflectivité du secondaire (carrés bleus) et sa valeur recalibrée (trait plein).

8.3.3 Alignement de l'optique

Un modèle de raytracing du télescope a été produit à l'aide de mesures de positions des miroirs prises au démontage de l'expérience dans le but d'étudier l'impact de ces positions sur les flux mesurés.

On utilise 3 types d'illumination pour ce modèle : le premier, sous forme d'un faisceau parallèle, correspond à l'illumination d'une étoile, pour les LEDs, un faisceau conique (lambertien) d'origine située à 113.4m (distance LEDs-télescope sur site), et enfin une illumination isotropique et uniforme pour les images de flatfield. On fait en sorte que toutes ces illuminations couvrent la totalité de la pupille du télescope.

Cette étude a pour principal objectif de mettre en évidence certaines sources potentielles de systématiques dans l'analyse des données sur site, ainsi que d'expliquer la réponse spatiale du télescope qui est obtenue lors de chaque campagne d'observation sur site.

On utilise un modèle Monte Carlo prenant en compte les optiques du télescope pour calculer un flatfield du détecteur. La figure 8.17 confirme que la réponse n'est pas plate, ce qui est observé sur les images de crépuscule prises sur site (voir chapitre suivant). La figure

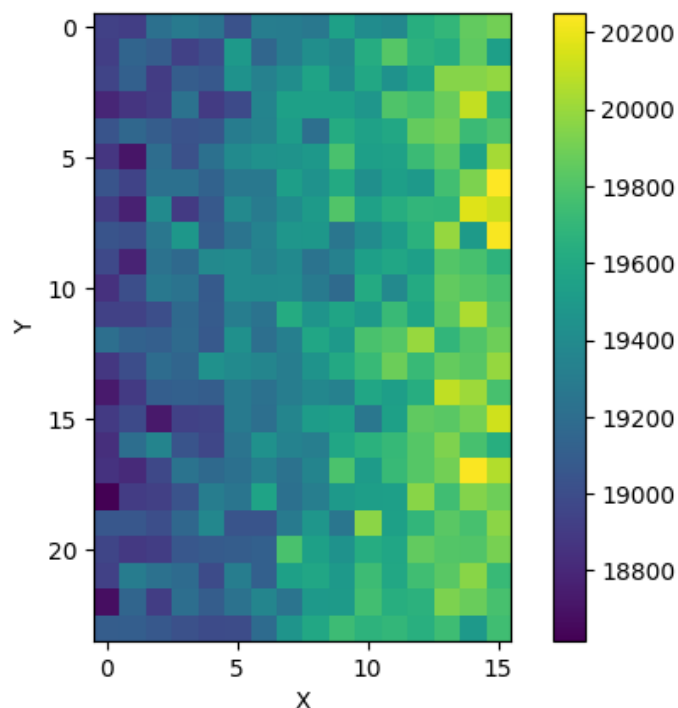


Figure 8.17 – Carte de la réponse spatiale du détecteur simulée par super-pixels de 30 pixels de côté. L'échelle de couleur correspond au nombre de rayons simulés ayant atteint le super-pixel.

8.18 montre que cet effet est dû au centrage du secondaire dans le faisceau. Une étude préliminaire semble montrer qu'un éventuel déplacement du miroir secondaire aurait un impact de plusieurs millimagnitudes sur la photométrie. Si le miroir secondaire n'a pas la même position entre la ligne de visée des étoiles (proche du zénith) et celle des LEDs (très faible altitude), cet effet aura un impact sur le transfert de calibration.

Nous ne sommes pas en mesure actuellement d'évaluer ce déplacement (si il existe), mais cette sensibilité justifie l'utilisation d'un miroir secondaire plus large, pour être sûr qu'il intercepte la totalité du faisceau provenant du primaire, et ainsi réduire l'impact d'un écart de position entre les deux lignes de visée.

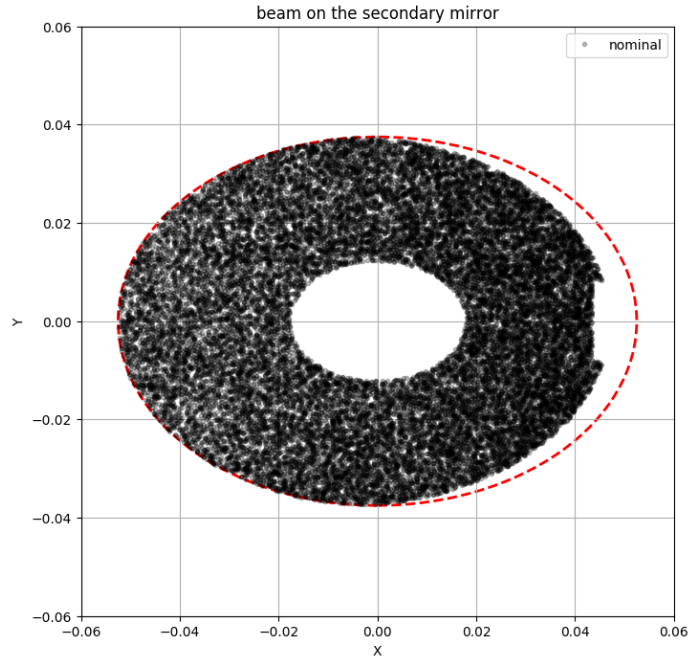


Figure 8.18 – Rayons détectés dans la surface correspondant au secondaire (tirets rouges). La forme rectangulaire à droite correspond à l’ombre portée du système de mise au point.

8.4 Transmission totale du détecteur

La meilleure estimation de la transmission monochromatique relative de l’instrument est :

$$T_b(\lambda) = \frac{1}{G} \times \mathcal{A} \times \varepsilon^{2019}(\lambda) \times F_b^{2019}(\lambda) \times \left[M_R^{2016}(\lambda) \right]^2 \quad (8.14)$$

Dont le résultat est représenté sur la figure 8.19 dans chaque bande.

Cette caractérisation a permis de mettre en évidence les limitations suivantes :

- Les corrections d’ouvertures qui limitent la précision sur la mesure de $\varepsilon^{2019}(\lambda)$.
- L’intervalle en longueur réduit pour la caractérisation de $M_R^{2016}(\lambda)$.
- L’absence de mesure de du miroir primaire du télescope $M_p(\lambda)$.

La principale perspective d’amélioration est l’utilisation du CBP de Harvard pour mesurer la transmission monochromatique relative totale de la caméra, des filtres et du télescope simultanément.

Notre étude a également relevé une sensibilité légère au vignettage qui conduit à une modification du design final du télescope (surdimensionnement du secondaire).

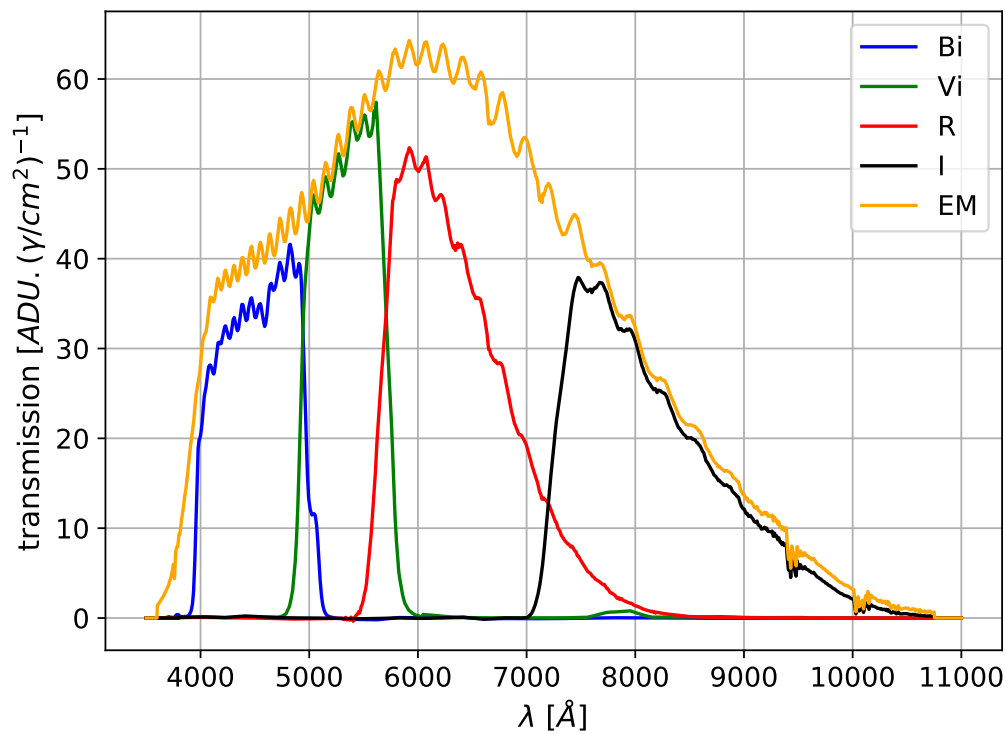


Figure 8.19 – Courbes de transmission totale dans les bandes *Bi* (en bleu), *Vi* (en vert), *R*, (en rouge), *I* (en noir) et sans filtre (*EM*, en orange) en $\text{ADU}/(\text{photon}/\text{cm}^2)$. Ces valeurs sont obtenues en prenant le produit du gain déterminé dans la section 8.2.3, de l'efficacité quantique de 2019 décrite dans 8.2.5, de la transmission des filtres de 2019 décrite dans 8.2.6, de l'aire effective de collection des photons (section 8.3.1) et du carré de la réflectivité du miroir secondaire mesuré en novembre 2016 et janvier 2017, recalibrée par la méthode VW, décrite dans la section 8.3.2.