Recherche et étude de supernovae : mesure du taux d'explosion

Guillaume Blanc

▶ **To cite this version:**

Guillaume Blanc. Recherche et étude de supernovae : mesure du taux d'explosion. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2002. Français. NNT : . tel-00002331v2

HAL Id: tel-00002331

https://theses.hal.science/tel-00002331v2

Submitted on 23 Dec 2004

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

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

École Doctorale d'Astronomie - Astrophysique d'Île de France
Université Paris 11

THÈSE

présentée pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Paris 11
Spécialité Astrophysique et Méthodes Associées

par

Guillaume Blanc

Recherche et Étude de Supernovæ
Mesure du Taux d'Explosion

Soutenue le 18 Décembre 2002 devant le Jury composé de :

Gary Mamon	***Examinateur***
Robert Mochkovitch	***Rapporteur***
Reynald Pain	***Rapporteur***
Carl Pennypacker	***Examinateur***
James Rich	***Directeur de Thèse***
Brigitte Rocca	***Présidente***

Service de Physique des Particules
CEA Saclay - DSM/DAPNIA

Table des matières

Liste des figures vi

Liste des tableaux xiii

Remerciements xv

Résumé xvii

Abstract xix

Notations, constantes et paramètres 1

Introduction 3

I Les supernovæ : de l'explosion à la cosmologie 5

Des objets fascinants... 7

1 Zoologie et caractéristiques optiques 9
1.1 Les supernovæ de type Ia (SNe Ia) . . . 9
1.1.1 Caractéristiques spectrales . . . 9
1.1.2 La courbe de lumière . . . 11
1.1.3 Les couleurs . . . 11
1.2 Les supernovæ de type II (SNe II) . . . 12
1.3 Les supernovæ de type Ib et Ic (SNe Ib/c) . . . 12
1.4 Supernovæ et sursauts gamma . . . 13
1.5 Spectropolarimétrie de supernovæ . . . 14
1.6 Les taux de supernova . . . 14
1.7 Quelques éléments sur le transport radiatif . . . 14
1.7.1 L'approximation de Sobolev . . . 15
1.7.2 Le profil de vitesse . . . 15
1.7.3 Le profil de raie *P-Cygni* . . . 16
1.7.4 Le spectre : une tomographie des ejecta . . . 16

2 Les supernovæ gravitationnelles : SNe II, SNe Ib/c 19
2.1 La masse critique des étoiles . . . 19
2.2 Évolution des étoiles massives . . . 20
2.3 L'explosion : le modèle standard . . . 20

2.4 Considérations énergétiques . . . 22
2.5 Nucléosynthèse . . . 22

3 Les supernovæ thermonucléaires : SNe Ia 25
3.1 Un zeste de physique stellaire . . . 25
3.1.1 Évolution des étoiles de petite masse . . . 25
3.1.2 Les naines blanches . . . 27
3.1.3 Les systèmes binaires . . . 29
3.2 La physique de l'explosion . . . 30
3.2.1 Réactions nucléaires en milieu dégénéré . . . 30
3.2.2 L'hydrodynamique . . . 32
3.3 Le paradigme actuel . . . 33
3.3.1 Le scénario de base . . . 33
3.3.2 Quelques raffinements . . . 34
3.4 Énergétique de l'explosion . . . 39
3.5 La courbe de lumière (théorie) . . . 40
3.5.1 La chaîne de décroissance ^{56}Ni→^{56}Co→^{56}Fe . . . 40
3.5.2 Courbe de lumière et transfert radiatif . . . 41
3.6 Qu'advient-il de l'étoile secondaire ? . . . 42
3.7 Nucléosynthèse . . . 43

4 Supernovæ et cosmologie 45
4.1 Qu'est-ce qu'une « chandelle standard » . . . 45
4.1.1 L'échelle des distances . . . 45
4.1.2 Homogénéité et diversité au sein des SNe Ia . . . 47
4.1.3 Standardisation des SNe Ia . . . 48
4.2 Mesure de la constante de Hubble H_0 . . . 52
4.2.1 L'intervalle de décalage spectral . . . 52
4.2.2 L'étalonnage de la luminosité au maximum . . . 53
4.2.3 La vitesse de l'expansion . . . 53
4.3 Mesure de la densité de matière et de la constante cosmologique . . . 53
4.3.1 Résultats . . . 54
4.3.2 Incertitudes systématiques . . . 54
4.4 Le côté obscur de la force : l'équation d'état « cosmique » . . . 58
4.5 Que nous réserve l'avenir ? . . . 58
4.5.1 Le relevé CFHLS . . . 59
4.5.2 Une usine à supernovæ proches . . . 59
4.5.3 Un satellite dédié : SNAP . . . 59

II Taux d'explosion de supernovæ et évolution des galaxies 61

5 Évolution des galaxies 63
5.1 Les ingrédients . . . 63
5.1.1 La classification morphologique des galaxies . . . 63
5.1.2 L'évolution des observables le long de la séquence de Hubble . . . 65
5.1.3 La fonction de luminosité . . . 66
5.1.4 La fonction de masse initiale (IMF) . . . 68

5.1.5 Le taux de formation d'étoiles (SFR) . . . 69
5.2 La formation des galaxies . . . 73
5.2.1 Les fusions . . . 73
5.2.2 Les grandes lignes . . . 73
5.3 L'évolution chimique . . . 74
5.3.1 Le rôle des supernovæ . . . 75

6 Taux d'explosion de supernova **77**
6.1 Qu'est-ce que c'est ? . . . 77
6.1.1 Une unité particulière . . . 77
6.1.2 La densité de luminosité bleue des galaxies . . . 77
6.2 L'évolution du taux de supernova . . . 78
6.2.1 SNe II/Ib-c . . . 78
6.2.2 SNe Ia . . . 78
6.3 Les mesures observationnelles . . . 80
6.3.1 Le taux de supernova dans la Voie Lactée . . . 81
6.3.2 Dans l'Univers local . . . 82
6.3.3 Le taux à grand z . . . 84

III Recherche systématique de supernovæ **85**

7 Les expériences de recherche systématiques de supernovæ **87**
7.1 Pourquoi faire ? . . . 87
7.1.1 Les pionniers . . . 87
7.1.2 Deux types de recherche . . . 88
7.2 Comment faire ? . . . 88
7.2.1 Les principales méthodes . . . 88
7.2.2 Le rapport signal sur bruit sur une image CCD . . . 89
7.2.3 La magnitude limite . . . 92
7.2.4 La profondeur atteinte . . . 92
7.2.5 Le nombre de supernovæ détectables . . . 93
7.3 Les recherches profondes ($z > 0.4$) . . . 94
7.3.1 Le « Supernova Cosmology Project » (SCP) . . . 94
7.3.2 Le « High-z Supernova Search Team » (HZT) . . . 95
7.4 Les recherches proches ($0.05 < z < 0.2$) et intermédiaires ($0.2 < z < 0.4$) . . . 95
7.4.1 Le « European Supernova Cosmology Consortium » (ESCC) . . . 95
7.4.2 Les différentes recherches proches . . . 95
7.5 L'expérience EROS2 . . . 96
7.5.1 Un coup d'œil sur l'instrumentation . . . 97
7.5.2 Les programmes de physique . . . 98
7.6 La recherche de supernovæ avec EROS2 . . . 99
7.6.1 La magnitude limite d'une recherche . . . 99
7.6.2 Le décalage vers le rouge maximal atteint . . . 100
7.6.3 Le nombre de supernovæ de type Ia détectables . . . 100
7.6.4 Le logiciel de détection . . . 101
7.6.5 Les artefacts physiques et leur réjection . . . 103
7.6.6 Les champs de recherche . . . 106

7.7 Les campagnes de recherche de supernovæ d'EROS . . . 107
7.7.1 Historique . . . 107
7.7.2 Une collaboration internationale en 1999 . . . 109
7.7.3 La recherche de 2000 . . . 110
7.7.4 Les supernovæ d'EROS . . . 110

8 La mesure du taux d'explosion 115
8.1 Le principe . . . 115
8.1.1 La méthode du temps de contrôle . . . 115
8.1.2 L'algorithme . . . 117
8.2 La population des galaxies . . . 117
8.2.1 Les différents objets . . . 117
8.2.2 Comptage de galaxies . . . 121
8.2.3 Comptage d'étoiles . . . 121
8.2.4 Comptage de cosmiques . . . 124
8.3 Mesure de l'efficacité de détection . . . 124
8.3.1 Les supernovæ simulées . . . 124
8.3.2 La moulinette Monte-Carlo . . . 125
8.3.3 Obtention de l'efficacité . . . 125
8.4 Calcul du temps de contrôle . . . 126
8.4.1 La distribution en décalage spectral des galaxies . . . 126
8.4.2 La fonction de luminosité des supernovæ . . . 128
8.4.3 La calibration . . . 134
8.4.4 L'extinction . . . 136
8.4.5 Les corrections K . . . 136
8.4.6 La magnitude des supernovæ . . . 138
8.4.7 Algorithme de calcul du flux . . . 139
8.5 Un modèle simple . . . 141
8.5.1 Le temps de contrôle . . . 141
8.5.2 L'élément de volume . . . 142
8.5.3 Les galaxies hôtes . . . 142
8.5.4 La distribution en décalage spectral des supernovæ . . . 142
8.6 Les distributions « observées » . . . 146
8.6.1 La distribution en décalage spectral . . . 146
8.6.2 La distribution en magnitude à la découverte . . . 146
8.6.3 La distribution en distance à la galaxie hôte . . . 146
8.6.4 La distribution en magnitude de la galaxie hôte . . . 146
8.6.5 La distribution de la phase à la découverte . . . 147
8.7 Le taux de supernova de type Ia . . . 156
8.7.1 Le nombre de supernovæ observées . . . 156
8.7.2 La surface effective du sondage . . . 156
8.7.3 Résultat . . . 156
8.7.4 Étude des systématiques . . . 158
8.7.5 Comparaison avec d'autres mesures . . . 161

Conclusion et perspectives 163

IV Annexes **165**

A Une petite boîte à outils cosmologiques **167**
A.1 Le modèle standard . . . 167
A.1.1 La géométrie de l'Univers . . . 167
A.1.2 La dynamique de l'Univers . . . 167
A.1.3 Quelques relations supplémentaires . . . 168
A.2 La distance de luminosité . . . 170
A.2.1 Comment ça marche ? . . . 170
A.2.2 Expression en fonction des paramètres du modèle . . . 172
A.2.3 Histoire de magnitudes... . . . 172
A.3 Le diagramme de Hubble . . . 173

B Le système photométrique standard et l'extinction galactique **177**
B.1 Les magnitudes . . . 177
B.2 Le système photométrique standard . . . 177
B.3 L'extinction galactique . . . 177

C Quelques catalogues bien utiles **179**
C.1 L'astrométrie de l'USNO . . . 179
C.2 La photométrie de Landolt . . . 179
C.3 Les galaxies du LCRS . . . 181

D La calibration photométrique des images EROS **183**
D.1 Introduction . . . 183
D.2 L'intercalibration des CCD . . . 184
D.3 Les fonctions de couleur . . . 186
D.4 Le terme de couleur « théorique » . . . 187
D.5 Les points zéros . . . 188
D.5.1 La dépendance en temps . . . 188
D.5.2 À partir des étoiles de Landolt . . . 188
D.6 Calibration des magnitudes pour les galaxies . . . 192

E Couleurs d'étoiles et couleurs de supernovæ **193**
E.1 Des « magnitudes » semi-théoriques . . . 193
E.2 Une calibration stellaire pour des supernovæ . . . 193

F La pente des comptages de galaxies **197**

G Les spectres des supernovæ détectées **199**
G.1 Les supernovæ de 1999 . . . 199
G.2 Les supernovæ de 2000 . . . 207

Références **213**

Index **225**

Table des figures

1.1 Taxonomie des supernovæ 10
1.2 La forme des courbes de lumière des divers types de supernova. 10
1.3 Spectres des différents types de supernovæ 10
1.4 Spectre typique de SN Ia au maximum de lumière. 11
1.5 Courbes de lumière de SNe Ia composites en $BVRI$ 12
1.6 Évolution des couleurs d'une SN Ia typique. 13
1.7 Raie en profil P-Cygni. 16
1.8 Le spectre : une tomographie des ejecta 17

2.1 Progéniteur des supernovæ gravitationnelles 19
2.2 Évolution de la densité en fonction de la température du centre d'une étoile. 21
2.3 Abondances des éléments issus de la mort des étoiles massives 23

3.1 Diagramme de Hertzsprung-Russell théorique 26
3.2 Masse des naines blanches en fonction de la masse de leur progéniteur 27
3.3 L'instabilité de Rayleigh-Taylor 34
3.4 La transition déflagration-détonation 36
3.5 Masse de nickel produite en fonction de la densité à la transition déflagration-détonation 36
3.6 Le destin probable de naines blanches de différentes masses accrétant de l'hydrogène. 37
3.7 SN Ia : Progéniteur de type étoile symbiotique 38
3.8 SN Ia : Progéniteur de type *Super Soft X-ray Source* 39
3.9 La décroissance $^{56}\mathrm{Ni} \rightarrow {}^{56}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{56}\mathrm{Fe}$ 40
3.10 La courbe de lumière typique d'une supernova Ia dans la bande B 41
3.11 SN Ia : Composition des ejecta 42
3.12 Abondances des éléments produits par une SN Ia 42

4.1 SNe Ia : diversité des spectres 48
4.2 SNe Ia : magnitude absolue en fonction de Δm_{15}^{B} 50
4.3 SNe Ia : Corrélation entre magnitude absolue et couleur au maximum 50
4.4 SNe Ia : masse de nickel produite en fonction de Δm_{15} 52
4.5 Diagramme de Hubble des supernovæ du *Supernova Cosmology Project* 55
4.6 Diagramme de Hubble des supernovæ du *High-Z Supernova Search Team* 55
4.7 Résultat de la mesure de Ω_M et Ω_Λ par le *Supernova Cosmology Project*. 56
4.8 Résultat de la mesure de Ω_M et Ω_Λ par le *High-Z Supernova Search Team* 56
4.9 Comparaison entre le spectre d'une SN Ia lointaine et de SNe Ia proches 57
4.10 Effet de poussière intergalactiques sur le diagramme de Hubble des SNe 58
4.11 Diagramme de Hubble incluant la supernova la plus lointaine : SN 1997ff 58

5.1 Classification de Hubble des galaxies 64

5.2 Fonction de luminosité du LCRS . . . 68
5.3 Fonction de Masse Initiale pour le voisinage solaire . . . 69
5.4 Taux de formation d'étoiles : loi de Schmidt . . . 70
5.5 Taux volumique de formation d'étoile en fonction du décalage spectral . . . 72
5.6 Un scénario d'évolution chimique . . . 74
5.7 Abondances des éléments lourds issus des SNe II et Ia . . . 75

6.1 Évolution de la densité de luminosité bleue des galaxies . . . 78
6.2 Modèle d'évolution du taux de supernovæ . . . 79
6.3 Modèle d'évolution du taux de SN Ia en fonction du type de la galaxie et du modèle de progéniteur . . . 80
6.4 Taux de SNe en fonction de la couleur $U - V$ . . . 83

7.1 Illustration de la stratégie de recherche des SNe par soustraction d'images CCD . . . 89
7.2 Illustration de la définition du temps de contrôle . . . 93
7.3 EROS : Système optique du Marly . . . 97
7.4 EROS : Orientation de la mosaïque de CCD . . . 97
7.5 EROS : Bandes passantes . . . 97
7.6 EROS : Magnitude limite en fonction du temps de pose . . . 100
7.7 EROS : Décalage spectral limite en fonction du temps de pose . . . 101
7.8 EROS : Décalage spectral moyen en fonction du temps de pose . . . 101
7.9 EROS : Nombre de supernovæ Ia détectables par degré carré, en fonction du temps de pose choisi . . . 102
7.10 EROS : Nombre de supernovæ Ia détectables par heure d'observation . . . 102
7.11 Courbe de lumière du noyau actif 3C 390.3 . . . 104
7.12 Spectre optique du quasar 3C 48, comparé à celui de la supernova SN 1987F . . . 104
7.13 Configuration géométrique d'un astéroïde par rapport au Soleil et à la Terre . . . 104
7.14 EROS : Coordonnées équatoriales des champs de recherche . . . 106
7.15 EROS : Coordonnées galactiques des champs de recherche . . . 107
7.16 Positionnement des champs de recherche en coordonnées galactiques . . . 108
7.17 Répartition géographique des différents groupes de recherche et télescopes de suivi photométrique . . . 109
7.18 Caractéristiques des SNe détectées avec EROS . . . 113

8.1 Les différents objets des images EROS . . . 118
8.2 Distribution de CSTAR . . . 118
8.3 Distribution de CSTAR pour les galaxies du LCRS . . . 118
8.4 Plan magnitude-CSTAR . . . 119
8.5 $\widetilde{\mathcal{B}}_{\mathrm{eros}} - \mathcal{S}_{\mathcal{B}_{\mathrm{eros}}}$ pour les différents objets. . . . 120
8.6 Comptages de galaxies sur les champs EROS . . . 122
8.7 Comptage d'étoiles sur les champs EROS . . . 123
8.8 Distance d'association SN simulée - SN retrouvée . . . 125
8.9 Flux retrouvé en fonction du flux simulé . . . 125
8.10 Histogrammes de divers paramètres pour les SNe simulées et les SNe retrouvées . . . 127
8.11 Efficacités mesurées en 1999 et 2000 . . . 128
8.12 Efficacité en fonction de la distance à l'hôte . . . 128
8.13 Efficacité en fonction de la brillance de surface locale de l'hôte . . . 129
8.14 Efficacité en fonction du rapport des amplitudes entre supernova simulée et hôte . . . 129

8.15 Distribution du décalage spectral des galaxies connaissant leur magnitude apparente 130
8.16 Fonction de luminosités des SNe Ia observée 131
8.17 Les différents patrons de courbes de lumière utilisés en V et R 132
8.18 Δm_{15}^B et $M_V^{\max} + 5 \log h$ de l'échantillon de courbes de lumière utilisé 133
8.19 Distribution du facteur d'étirement 133
8.20 Patron d'une courbe de lumière en V pour différentes valeurs du facteur d'étirement. 133
8.21 Facteur d'étirement s à partir du Δm_{15}^B 135
8.22 EROS : Rougissement pour les champs de recherche 136
8.23 EROS : Absorption en V pour les champs de recherche 136
8.24 EROS : Absorption en R pour les champs de recherche 136
8.25 Illustration du principe de la correction K pour une supernova 137
8.26 Corrections K : Patrons des transmittivités des filtres et des spectres utilisés 137
8.27 Corrections K pour les SNe Ia 139
8.28 Corrections K pour les galaxies 140
8.29 Illustration du calcul de l'intégrale 140
8.30 Évolution du temps de contrôle avec le décalage spectral 142
8.31 Temps de contrôle en fonction du décalage spectral pour un intervalle de 30 jours entre recherche et référence 142
8.32 Écart entre z^2 et l'élément de volume en fonction du décalage spectral 143
8.33 Densité de luminosité des galaxies observables, pour différentes magnitudes de complétude 143
8.34 Évolution de la distribution des supernovæ en décalage spectral avec la magnitude limite 143
8.35 Évolution de la distribution des supernovæ en décalage spectral avec la magnitude limite de complétude des galaxies 143
8.36 Évolution de la distribution des supernovæ en décalage spectral avec la coupure en magnitude galactique 144
8.37 Intégrale de la distribution en décalage spectral des supernovæ en fonction de la magnitude limite 145
8.38 Évolution de la distribution en décalage spectral des supernovæ 145
8.39 Nombre de SNe Ia détecté en fonction de la magnitude limite sur les galaxies 145
8.40 Distribution simulée de la phase à la découverte 147
8.41 Distribution en décalage spectral observée (1999) 148
8.42 Distribution en décalage spectral simulée (1999) 148
8.43 Distributions en décalage spectral (observée et simulée) cumulées (1999) 148
8.44 Distribution en décalage spectral observée (2000) 149
8.45 Distribution en décalage spectral simulée (2000) 149
8.46 Distributions en décalage spectral (observée et simulée) cumulées (2000) 149
8.47 Distribution observée de la magnitude à la découverte (1999) 150
8.48 Distribution simulée de la magnitude à la découverte (1999) 150
8.49 Distributions de la magnitude à la découverte (observée et simulée) cumulées (1999) 150
8.50 Distribution observée de la magnitude à la découverte (2000) 151
8.51 Distribution simulée de la magnitude à la découverte (2000) 151
8.52 Distributions de la magnitude à la découverte (observée et simulée) cumulées (2000) 151
8.53 Distribution observée de la distance à l'hôte (1999) 152
8.54 Distribution simulée de la distance à l'hôte (1999) 152
8.55 Distributions de la distance à l'hôte (observée et simulée) cumulées (1999) 152
8.56 Distribution observée de la distance à l'hôte (2000) 153

8.57 Distribution simulée de la distance à l'hôte (2000) . . . 153
8.58 Distributions de la distance à l'hôte (observée et simulée) cumulées (2000) . . . 153
8.59 Distribution observée de la magnitude de l'hôte (1999) . . . 154
8.60 Distribution simulée de la magnitude de l'hôte (1999) . . . 154
8.61 Distributions de la magnitude de l'hôte (observée et simulée) cumulées (1999) . . . 154
8.62 Distribution observée de la magnitude de l'hôte (2000) . . . 155
8.63 Distribution simulée de la magnitude de l'hôte (2000) . . . 155
8.64 Distributions de la magnitude de l'hôte (observée et simulée) cumulées (2000) . . . 155
8.65 Modèle d'évolution du taux de supernovæ + observations . . . 162

A.1 Diagramme de Hubble théorique. . . . 174
A.2 Diagramme de Hubble différentiel. . . . 175

C.1 USNO : Bande bleue en fonction des bandes standards. . . . 180
C.2 USNO : Bande rouge en fonction des bandes standards. . . . 180
C.3 USNO : Histogramme de $B_{\rm usno} - B_{\rm landolt}$. . . . 180
C.4 USNO : Histogramme de $R_{\rm usno} - R_{\rm landolt}$. . . . 180
C.5 USNO : $B_{\rm usno} - B_{\rm landolt}$ en fonction de $B_{\rm landolt}$. . . . 181
C.6 USNO : $R_{\rm usno} - R_{\rm landolt}$ en fonction de $R_{\rm landolt}$. . . . 181

D.1 EROS : Bandes passantes . . . 184
D.2 Intercalibration des CCD EROS bleus . . . 185
D.3 Intercalibration des CCD EROS rouges . . . 185
D.4 Terme de couleur avec Ogle . . . 186
D.5 Terme de couleur avec les étoiles de Landolt . . . 187
D.6 Histogramme du terme de couleur . . . 188
D.7 Relation entre différentes couleurs des étoiles de Landolt . . . 189
D.8 . . . 189
D.9 EROS : évolution temporelle relative du point zéro . . . 190
D.10 EROS : évolution temporelles des points zéros rouge et bleu . . . 190
D.11 EROS : évolution temporelles des points zéros rouge et bleu. Zoom sur les printemps 1999 et 2000 . . . 191
D.12 Calibration du flux des galaxies par le LCRS . . . 192

E.1 Écart entre la couleur des supernovæ et celle des étoiles . . . 194
E.2 Histogramme de la quantité $(\widehat{\mathcal{B}}_{\rm eros} - V)_{\rm sn} - (\widehat{\mathcal{B}}_{\rm eros} - V)_{*}$ . . . 194
E.3 Évolution de l'écart entre supernova et étoile . . . 195

G.1 Spectre de SN 1999ae . . . 199
G.2 Spectre de SN 1999af . . . 200
G.3 Spectre de SN 1999ah . . . 200
G.4 Spectre de SN 1999ai . . . 201
G.5 Spectre de SN 1999ak . . . 201
G.6 Spectre de SN 1999al . . . 202
G.7 Spectre de SN 1999bi . . . 202
G.8 Spectre de SN 1999bj . . . 203
G.9 Spectre de SN 1999bk . . . 203
G.10 Spectre de SN 1999bl . . . 204
G.11 Spectre de SN 1999bm . . . 204

G.12 Spectre de SN 1999bn 205
G.13 Spectre de SN 1999bo 205
G.14 Spectre de SN 1999bp 206
G.15 Spectre de SN 1999bq 206
G.16 Spectre de SN 2000bt 207
G.17 Spectre de SN 2000bt 207
G.18 Spectre de la galaxie hôte de SN 2000bt 208
G.19 Spectre de SN 2000bu 208
G.20 Spectre de SN 2000bv 209
G.21 Spectre de SN 2000bw 209
G.22 Spectre de la galaxie hôte de SN 2000bw 209
G.23 Spectre de SN 2000bx 210
G.24 Spectre de SN 2000by 210
G.25 Spectre de SN 2000bt 210
G.26 Spectre de la galaxie hôte de SN 2000by 211
G.27 Spectre de SN 2000bz 211

Liste des tableaux

5.1 Productions des éléments par une SN Ia 75
5.2 Principaux éléments produits par une SN II 75

6.1 Les supernovæ galactiques historiques 81
6.2 Le taux de supernovæ local 83
6.3 Les mesures du taux de SN Ia à grand décalage spectral 84

7.1 Caractéristiques électroniques des CCD d'EROS. 98
7.2 Mouvement propre des astéroïdes sur les images de recherche 106
7.3 Les supernovæ d'EROS des printemps 1999 et 2000. 111
7.4 Les supernovæ d'EROS : Photométrie 112

8.1 Paramètres de l'ajustement analytique de SN 1992al 132
8.2 Récapitulatif des divers paramètres influant sur le taux 157
8.3 Résumé des erreurs systématiques 160
8.4 Comparaison avec d'autres mesures publiées 161

B.1 Le système photométrique standard dans le visible. 178

D.1 EROS : constante de calibration inter-CCD 185

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jim Rich pour avoir été un directeur de thèse impeccable, tant par ses qualités humaines, que sa rigueur scientifique. Ce fut un plaisir que de travailler à ses côtés, en ayant bénéficié d'une grande liberté dans mon travail, son regard critique veillant au grain malgré tout. Les discussions scientifiques que nous avons eu m'ont toujours permis d'aller de l'avant, que ce soit dans mon travail de thèse ou dans ma vision de la physique et de la cosmologie. Et j'espère qu'il y en aura d'autres !

Un grand merci à Jean-Paul Zahn pour m'avoir accepté dans le DEA d'astrophysique de Meudon, point de départ de toute cette aventure ! Je remercie également Michel Spiro pour m'avoir accepté en thèse au Service de Physique des Particules, alors que ma formation ne m'y prédestinait pas nécessairement.

Je remercie tous les membres de la collaboration EROS2, sans qui ce travail n'aurait pu voir le jour. Notamment les membres du groupe « supernova » qui ont menés a bien les campagnes de recherche à l'origine de ce travail.

Un grand merci aux personnes que j'ai cotoyé quotidiennent, Éric Lesquoy pour sa grande connaissance des mystères du CCPN ; Christophe Magneville pour avoir levé le voile sur quelques uns des mystères de l'informatique en général et du C++ en particulier, pour avoir couru – en vain ! – après une carte PCMCIA-modem (virtuelle ?), mais aussi pour les discussions interminables sur ce petit coin de paradis que sont les Hautes-Alpes ; Jean-François Glicenstein pour m'avoir posé des questions pertinentes sur la physique des supernovæ qui m'ont permis de mieux comprendre ces objets singuliers ; Alain Milzstajn pour ses connaissances encyclopédiques dans divers domaines ; Alexis Amadon qui m'a aidé a « débuguer » des bouts de code antédiluviens...

Merci à tous les relecteurs attentifs de ce manuscrit : Alain Milzstajn, Jim Rich, Jean-François Glicenstein et Stéphanie Courty qui ont mis la main sur tant de coquilles.

Merci également à mon collègue de bureau, Ahmimed Ouraou, pour m'avoir patiemment supporté durant les derniers mois précédant la soutenance !

Je suis reconnaissant à Reynald Pain pour m'avoir permis d'aller observer au télescope JKT sur l'île de La Palma aux Canaries ; si les observations effectuées alors n'ont pas d'écho direct dans ce manuscrit, elles m'ont malgré tout permis d'appréhender les observations astronomiques dans toute leur splendeur. Merci également à Saul Perlmutter pour m'avoir accueilli dans son groupe au Lawrence Berkeley Laboratory ; bien que le travail effectué au LBL ne soit pas relaté ici, il n'en fût pas moins très enrichissant...

Je tiens à remercier également tous les membres du jury ; Reynald Pain et Robert Mochkovitch pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail ; Carl Pennypacker pour avoir fait l'aller-retour San Francisco–Paris à cette occasion ; Gary Mamon, pour ses remarques pertinentes, et Bri-

gitte Rocca pour avoir accepté de présider ce jury.

Et finalement, un grand merci à toute ma famille pour son soutien au cours de ces années, notamment pour les cures d'« air pur » sur les cimes alpines et pour les salades de pissenlits du jardin. Merci à Stéphanie d'avoir été là, et à Stéphanie d'être là désormais...

Résumé

En tant que dernière étape de l'évolution stellaire, les supernovæ sont un outil fondamental pour appréhender l'évolution des galaxies. Elles constituent en effet le mécanisme principal d'enrichissement du milieu interstellaire en éléments de masse intermédiaire (comme l'oxygène, via les supernovæ gravitationnelles ou de type II/Ib/Ic) et en éléments du pic du fer (grâce aux supernovæ thermonucléaires ou de type Ia). De fait, la connaissance du taux de supernova, c'est-à-dire le nombre d'explosions par unité de temps et de volume ou de luminosité galactique est particulièrement intéressante pour comprendre l'évolution chimique des galaxies.

Depuis une dizaine d'années la recherche systématique de supernovæ a pris un nouveau tournant grâce aux caméras CCD qui permettent d'obtenir des échantillons homogènes et peu biaisés. La recherche se fait directement par soustraction d'images prises à un mois d'intervalle. C'est dans ce cadre-là que l'expérience EROS, qui utilise un télescope de 1 mètre basé au Chili avec deux caméras CCD grand champ, a dédié pendant 4 ans environ 15 % de son temps à la recherche de supernovæ proches. L'analyse présentée ici a été effectuée à partir de deux campagnes d'observation par EROS, en 1999 et en 2000, avec l'aide de collaborations internationales afin de disposer de suffisamment de temps de télescope pour suivre l'évolution des supernovæ détectées. Au total une quinzaine de supernovæ de type Ia ont été découvertes par EROS.

La mesure de l'efficacité de détection, à l'aide d'une simulation de type Monte-Carlo, permet de mesurer le taux d'explosion de supernova de type Ia dans un domaine de décalage spectral proche ($z \sim 0.13$). La valeur obtenue est $0.23^{+0.09}_{-0.05}{}^{+0.07}_{-0.07}\ h^2$ SNu où 1 SNu = 1 SN / 10^{10} $L_{\odot}^{B}$ / siècle. Cette valeur est compatible avec la précédente mesure effectuée par EROS, avec une statistique moindre, dans cette gamme de décalage spectral. Elle est à comparer avec la mesure réalisée par le *Supernova Cosmology Project* à $z \sim 0.55$ où le taux est $0.58^{+0.10}_{-0.09}{}^{+0.10}_{-0.09}\ h^2$ SNu. La différence entre ces mesures implique une évolution relativement importante entre ces deux époques.

Mots-clefs : supernovæ : général — étoiles : statistiques — cosmologie : observation — galaxies : évolution — sondage

Abstract

As the last stage of stellar evolution, supernovae are a fundamental tool to probe the evolution of galaxies. They are the main mecanism to release intermediate mass elements (like oxygen from gravitational supernovae — type II/Ib/Ic) and iron peak elements (from thermonuclear supernovae also known as type Ia) in the interstellar medium. In this picture, the explosion rate, which is the number of events per unit of time and per unit of volume or per unit of galactic luminosity, is a very interesting quantity to understand chemical evolution of galaxies.

From a decade, supernova searches have taken a new turn with CCD cameras which allow to get homogeneous and bias-controled supernova samples. The search itself is done by subtracting images taken one month apart. It's in this framework that EROS experiment, which uses a 1 meter telescope in Chile with 2 wide field CCD cameras, dedicated about 15 % of its time during 4 years to nearby supernova search. The work presented here has been done after two observation campaigns by EROS, in 1999 and 2000, within international collaborations in order to get sufficient telescope time to follow up the events discovered. Fifteen type Ia supernovae were discovered by EROS.

The measurement of the detection efficiency, using a Monte-Carlo simulation, allows to get the type Ia supernova explosion rate at a redshift around 0.13. The result is $0.23^{+0.09+0.07}_{-0.05-0.07}\ h^2$ SNu where 1 SNu = 1 SN / 10^{10} $L^B_\odot$ / century. This value in compatible with the previous EROS such measurement, done with a much smaller sample, at this redshift. We can compare our result with the one got by the *Supernova Cosmology Project* at a redshift of 0.55, which is $0.58^{+0.10\ +0.10}_{-0.09\ -0.09}\ h^2$ SNu. The difference between both values implies a quite large evolution between these two periods in the history of the universe.

Keywords : supernovae : general — stars : statistics — cosmology : observation — galaxies : evolution — survey

Notations, constantes et paramètres

Quelques constantes de physique

$\boldsymbol{G = 6.673 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{m^3 \cdot kg^{-1} \cdot s^{-2}}}$, la constante de Newton de la gravitation ;

$\boldsymbol{k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}\ \mathrm{J \cdot K^{-1}}}$, la constante de Boltzmann ;

$\boldsymbol{\hbar = h/2\pi = 1.05 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{J \cdot s}}$; $\boldsymbol{h}$ étant la constante de Planck ;

$\boldsymbol{c = 2.99792458 \cdot 10^{8}\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}}$, la vitesse de la lumière dans le vide ;

$\boldsymbol{m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}\ \mathrm{kg}}$, la masse de l'électron ;

$\boldsymbol{m_p = 1.672 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{kg}}$, la masse du proton ;

$\boldsymbol{\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-29}\ \mathrm{m^2}}$, la section efficace de diffusion Thomson ;

$\boldsymbol{\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}}}$, la constante de Stefan.

Unités utilisées en astrophysique

$\mathbf{1\ pc = 3.085678 \cdot 10^{16}\ m}$ est l'unité de distance, le parsec ;

$\mathbf{1\ M_\odot = 1.989 \cdot 10^{30}\ kg}$ est la masse du Soleil ;

$\mathbf{1\ L_\odot = 3.826 \cdot 10^{26}\ W}$ est la luminosité du Soleil ;

$\mathbf{1\ R_\odot = 6.96 \cdot 10^{8}\ m}$ est le rayon du Soleil.

Cosmologie

On utilise le modèle cosmologique « standard » de Friedmann (voir le paragraphe A.1), avec les valeurs suivantes pour les différents paramètres à l'époque actuelle (indice o) :

$\boldsymbol{H_o = 100 \cdot h = 71\ \mathrm{km \cdot s^{-1} \cdot Mpc^{-1}}}$ est la constante de Hubble ;

$\boldsymbol{\rho_{c_o} = 3H_o^2/(8\pi G) = 8.437 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}} = 2.775 \cdot 10^{11}\ h^2\ \mathrm{M_\odot \cdot Mpc^{-3}}}$ est la densité critique ;

$\boldsymbol{\Omega_{M_o} = 0.3}$ est la densité de matière de l'Univers (en unité de densité critique) ;

$\boldsymbol{\Omega_{\Lambda_o} = 0.7}$ est la densité d'énergie « noire » (en unité de densité critique) ;

$\boldsymbol{\Omega_o = \Omega_{M_o} + \Omega_{\Lambda_o} = 1}$ est la densité totale.

Différents « Univers »

$$\mathbf{SCDM} \Longrightarrow (\Omega_{M_o} = 1, \Omega_{\Lambda_o} = 0) \text{ (Einstein-De Sitter)}$$
$$\mathbf{\Lambda CDM} \Longrightarrow (\Omega_{M_o} = 0.3, \Omega_{\Lambda_o} = 0.7)$$

Divers

$$1 \text{ deg}^2 = 4 \sin^2(\pi/360) \text{ sr} \sim (2\pi/360)^2 \text{ sr (à } 10^{-5} \text{ près)}$$
$$4\pi \text{ sr} \simeq 129\,600/\pi \text{ deg}^2 \simeq 41\,253 \text{ deg}^2$$

EROS

Les « magnitudes » : on note $\widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}}$ et $\widetilde{\mathcal{R}}_{\text{eros}}$ les *pseudo-magnitudes* :

$$\widetilde{\mathcal{B}}_{\mathbf{eros}} = -2.5 \cdot \log(\mathcal{F}_{\mathbf{bleu}}/\mathbf{Tpose})$$
$$\widetilde{\mathcal{R}}_{\mathbf{eros}} = -2.5 \cdot \log(\mathcal{F}_{\mathbf{rouge}}/\mathbf{Tpose})$$

$\mathcal{F}$ étant le flux en ADU mesuré sur l'image. Tpose le temps de pose en secondes ; et on note $\mathcal{B}_{\text{eros}}$ et $\mathcal{R}_{\text{eros}}$ les magnitudes EROS calibrées :

$$\mathcal{B}_{\mathbf{eros}} = -2.5 \cdot \log(\mathcal{F}_{\mathbf{bleu}}/\mathbf{Tpose}) + PZ_{\mathbf{bleu}} = \widetilde{\mathcal{B}}_{\mathbf{eros}} + PZ_{\mathbf{bleu}}$$
$$\mathcal{R}_{\mathbf{eros}} = -2.5 \cdot \log(\mathcal{F}_{\mathbf{rouge}}/\mathbf{Tpose}) + PZ_{\mathbf{rouge}} = \widetilde{\mathcal{R}}_{\mathbf{eros}} + PZ_{\mathbf{rouge}}$$

PZ étant le point zéro.

On définit également une brillance de surface :

$$\mathcal{S}_{\mathcal{B}_{\mathbf{eros}}} = -2.5 \cdot \log(\mathcal{A}_{\mathbf{bleu}}/\mathbf{Tpose})$$
$$\mathcal{S}_{\mathcal{R}_{\mathbf{eros}}} = -2.5 \cdot \log(\mathcal{A}_{\mathbf{rouge}}/\mathbf{Tpose})$$

$\mathcal{A}$ étant la valeur en ADU du pixel d'amplitude maximale de l'objet.

Introduction

La connaissance de la fréquence des explosions de supernova est fondamentale pour appréhender l'évolution des éléments au sein d'une galaxie. Les supernovæ régénèrent le gaz interstellaire galactique tout en l'enrichissant en métaux. Ainsi, l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive (supernova de type II) fournit à la galaxie son quota d'oxygène. Tandis que l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche (supernova de type Ia) l'ensemence en fer.

Les recherches systématiques de supernovæ permettent d'obtenir une telle mesure. C'est d'ailleurs Zwicky, à la fin des années 30, qui a ouvert le bal avec ses premières recherches de supernovæ, et sa première estimation de la fréquence de ces évènements dans l'Univers local. De nombreux auteurs ont par la suite affiné la mesure. La croissance avec le temps de l'échantillon statistique disponible permit bientôt de distinguer entre les différents types d'explosion, et entre les différents types de galaxies hôtes. Mais toutes ces mesures n'en restent pas moins dans l'Univers local. Or connaître l'évolution du taux d'explosion d'étoiles est fondamental pour raffiner notre connaissance de l'évolution des galaxies. Car tout autant que le taux de formation des étoiles, le taux de supernova évolue au cours de l'histoire cosmique. Le taux de supernovæ gravitationnelles est calqué directement sur le taux de formation d'étoiles : leurs progéniteurs, les étoiles massives, vivent suffisamment peu longtemps — quelques dizaines de millions d'années — pour que leur mort intervienne quasiment instantanément à l'échelle de la vie d'une galaxie. La mesure du taux de ces supernovæ est ainsi le reflet direct du taux de formation d'étoiles, une composante essentielle pour comprendre la façon dont les galaxies évoluent. En revanche le taux de supernova de type Ia ou thermonucléaire reflète une évolution du progéniteur plus longue et plus tortueuse, qui dure plusieurs milliards d'années avant l'explosion finale.

Ceci étant, le taux de supernova aux grands décalages spectraux est assez mal connu. Néanmoins, avec l'avènement au début des années 1990 des supernovæ de type Ia au rang de « chandelles standards » ou « étalons cosmiques », la flamme des recherches systématique s'est vue ravivée ; et on cherche désormais au plus profond de l'Univers !

Si ces phares du cosmos nous ont permis de découvrir une énergie noire aux effets répulsifs, ils nous ont aussi permis de mettre les premiers points sur la courbe de leur fréquence en fonction du décalage spectral. En 1996 le *Supernova Cosmology Project* publiait la première mesure du taux de supernova de type Ia à $z = 0.38$! Suivi en 2002 d'un deuxième point, avec une statistique plus importante, à $z = 0.55$.

Les recherches systématiques de supernovæ, telles qu'elles sont menées actuellement, permettent d'obtenir des lots très homogènes. Comme par ailleurs elles sont automatiques, la détection des candidats faisant l'objet de soustractions d'images CCD, il devient possible de déterminer le taux d'évènements avec une grande précision.

C'est ainsi que EROS, avec son télescope de 1 mètre, et ses caméras à grand champ, spécialisée dans la recherche d'astres sombres, s'est lancée parallèlement dans la quête de ces objets brillants. Quête qui s'est rapidement révélée fructueuse avec la découverte des premières supernovæ en 1997. La recherche s'est poursuivie en 1999 en collaborant avec le *Supernova Cosmology Project* qui fournissait

alors des moyens de suivi photométrique et spectroscopique nécessaires pour obtenir des courbes de lumière et des spectres exploitables. Elle s'est terminée en 2000 avec une dernière campagne en collaboration avec le *European Supernova Cosmology Consortium*. N'ayant pas les moyens d'effectuer le suivi photométrique et spectroscopique des supernovæ qu'elle découvre, l'expérience est tout à fait adéquate pour mesurer le taux de supernova aux décalages spectraux intermédiaire ($z \sim 0.1$). Tel est l'objet du travail présenté ici.

La mesure du taux d'explosion de supernovæ « revient » à mesurer l'efficacité à laquelle est sensible une recherche donnée. Nous nous proposons de déterminer le taux d'explosion des supernovæ de type Ia à partir des campagnes de recherche effectuées par EROS en 1999 et 2000.

Auparavant, dans une première partie, nous rappelons les caractéristiques observationnelles (chapitre 1) ainsi que les cadres théoriques dans lesquels s'inscrivent les supernovæ de type II (chapitre 2) et celles de type Ia (chapitre 3). Le chapitre 4 replace ces dernières en tant qu'indicateurs de distances cosmologiques.

Une deuxième partie introduit les supernovæ en tant qu'acteurs de l'évolution des galaxies (chapitre 5), et place leur taux d'explosion dans ce contexte (chapitre 6).

La troisième partie traite des recherches systématiques de supernovæ, et plus particulièrement de celles d'EROS qui vont nous intéresser ici. Le chapitre 7 introduit les divers ingrédients d'une recherche de supernovæ automatique par soustraction d'images CCD. L'expérience EROS en est bien entendu le cadre sous-jacent. Ce chapitre relate également les deux campagnes de recherches qui vont nous intéresser, celle de 1999 et celle de 2000, et présente les évènements alors détectés. Le chapitre 8 est quant à lui dédié à l'analyse des données d'EROS dans le cadre de la mesure du taux d'explosion de supernovæ de type Ia : les différentes étapes y sont détaillées, depuis la mesure de l'efficacité de détection jusqu'à la détermination du taux à l'aide d'une simulation de Monte-Carlo.

Première partie

Les supernovæ : de l'explosion à la cosmologie

Des objets fascinants...

Quand, le jour mentionné ci-dessus [11 Novembre 1572], peu avant dîner... je retournais à la maison tout en laissant mon regard errer sur un ciel qui avait retrouvé sa clarté, ce qui allait me permettre de poursuivre les observations après dîner ; j'aperçus soudainement, juste au-dessus de ma tête, une étoile étrange, scintillant de telle manière qu'elle frappa mon œil. Étonné, je restai là comme pétrifié, les yeux fixés sur cette étoile qui se trouvait proche de celles que l'Antiquité attribua à Cassiopée. Quand je me fus convaincu qu'aucune étoile de cette sorte n'a jamais brillé auparavant, je tombai dans une telle perplexité quant à l'incroyable apparition, que je commençais à douter de mes propres yeux : je demandais alors aux serviteurs qui m'accompagnaient si eux aussi pouvaient voir cette étoile extrêmement brillante que je pointais au-dessus de nos têtes. Ils clamèrent d'une seule voix qu'ils la voyaient parfaitement et qu'elle était très brillante. Malgré leurs affirmations, toujours dubitatif, je m'enquis auprès de paysans voyageant là au sujet de cette étoile. Ils me crièrent qu'effectivement, ils voyaient cette énorme étoile, qui n'avait jamais été remarquée aussi haut dans le ciel auparavant. Ayant à la longue la confirmation que mes yeux ne me jouaient pas des tours, mais qu'une étoile inhabituelle était bel et bien là, de type inconnu, m'émerveillant que le ciel ait apporté un nouveau phénomène à étudier, je préparais mon instrument sans plus attendre. Je commençais par mesurer sa position et sa distance aux étoiles de Cassiopée environnantes, et par noter avec soin ces choses que l'on pouvait appréhender à l'œil, concernant sa taille apparente, sa forme, sa couleur, entre autres aspects.

Tycho Brahé, **Progymnasmata** (tiré de Clark & Stephenson 1977)

Observées depuis plusieurs siècles ce n'est qu'avec l'avènement de l'astronomie extragalactique, au début du XX$^{\text{ème}}$ siècle, que s'est développée la compréhension des supernovæ. À la suite de l'apparition d'une de ces étoiles nouvelles dans la nébuleuse d'Andromède, découverte par Hartwig le 31 août 1885 (et qui restera visible pendant 18 mois !), on trouve en 1890, pour la première fois, mentionnée l'idée que cette nébuleuse pourrait être une galaxie éloignée, en tous points semblable à la nôtre. En 1919 Lundmark estima la distance de M31 comme $7 \cdot 10^5$ années-lumière, ce qui fait que la nova de Hartwig (S Andromeda) fut 1000 fois plus brillante qu'une nova galactique normale. C'est également Lundmark qui suggéra le premier, en 1921, une association entre la supernova observée par les astronomes chinois en 1054 et la nébuleuse du Crabe.

Un évènement similaire à S Andromeda fut observé en 1895 dans NGC 5253 (la « nova » Z Centauri), et cette fois l'étoile nouvelle apparut 5 fois plus brillante que la galaxie entière. Mais ce n'est pas avant 1934 qu'une distinction claire est faite entre novæ et supernovæ (Baade & Zwicky 1934). Des recherches systématiques, menées principalement par Zwicky, amènent à la découverte de 54 supernovæ jusqu'en 1954. Et, grâce à l'amélioration des techniques observationnelles, 82 nouvelles supernovæ sont découvertes entre 1958 et 1963, toutes bien sûr dans des galaxies extérieures ! (voir par exemple Zwicky 1965).

Jusqu'en 1937, les spectres de supernova étaient une denrée rare ; ceux dont on disposait n'étaient pas très différents des spectres des novæ communes. La situation changea avec la supernova très brillante ($m_V \simeq 8.4$) SN 1937C dans IC 4182, qui avait des caractéristiques spectrales très différentes de tout ce qui avait été vu auparavant (Popper 1937).

Toutes les supernovæ découvertes pendant les années suivantes montraient une très petite dispersion dans leur luminosité au maximum, et leurs spectres d'après maximum semblaient similaires pour une époque donnée. En se basant sur cette observation, Wilson (1939) et Zwicky (1939) suggérère d'utiliser les supernovæ comme indicateurs de distance.

En 1940 il devint clair, cependant, qu'il existe au moins deux classes distinctes de supernovæ. La supernova SN 1940C dans NGC 4725 a un spectre très différent de toutes les supernovæ précédemment observées (Minkowski 1940) et pour lesquelles on disposait alors de bonnes données. Cela amena Minkowski (1941) à introduire le nom de « type I » pour celles dont le spectre ressemble à SN 1937C (sans raies de Balmer au maximum de lumière) et « type II » pour celles qui ont un spectre similaire à SN 1940C (avec des raies de Balmer au maximum de lumière).

Par contre on ne savait pas alors si ces différences spectrales reflétaient des mécanismes d'explosion différents. C'est en fait le scénario proposé par Zwicky (1938a), dans lequel une supernova apparaît comme étant la transition d'une étoile ordinaire en étoile à neutrons, puisant ainsi son énergie dans l'énergie de liaison de l'objet compact nouveau né, qui a été la seule explication pendant des années. Hoyle & Fowler (1960) furent les premiers à découvrir que la combustion thermonucléaire dans un cœur stellaire d'électrons dégénérés pourrait générer une explosion et peut-être le démantèlement de l'étoile. Ce scénario est maintenant celui qui est généralement accepté pour l'une des sous-classes de supernovæ de type I, celles que l'on appelle aujourd'hui type Ia.

Chapitre 1

Zoologie et caractéristiques optiques

Du pain sur les genoux
Les étoiles au loin, très loin.
Je mange du pain en regardant les étoiles.
Je suis si absorbé, ô oui, tellement
Que parfois je me trompe, au lieu de pain
Je mange des étoiles.
Ekmekle Yildizlar

Comme la plupart des objets ou phénomènes astronomiques, les supernovæ font l'objet d'une classification basée sur leurs caractéristiques observationnelles. Ainsi la forme de leur courbe de lumière, la présence ou l'absence de certaines raies dans leur spectre optique en **phase photosphérique** (juste après l'explosion, quand le milieu est encore opaque au rayonnement ; les raies apparaissent alors en absorption) et/ou **nébulaire** (quand le milieu devient transparent au rayonnement, plusieurs semaines après l'explosion ; les raies apparaissent alors en émission) et la forme des raies spectrales sont les critères de classification des supernovæ. La figure 1.1 montre la classification détaillée de ces objets, tandis que les figures 1.2 et 1.3 montrent les courbes de lumière et les spectres des principaux types de supernova. On trouvera une description complète de chacun des types de supernova dans Filippenko (1997a).

1.1 Les supernovæ de type Ia (SNe Ia)

1.1.1 Caractéristiques spectrales

Le spectre photosphérique au maximum de lumière se caractérise par des raies très larges, en absorption, attribuées aux éléments de masse intermédiaire (O, Mg, Si, S, Ca), qu'ils soient neutres ou une fois ionisés, indiquant la composition des couches extérieures des ejecta. Les éléments du pic du fer (Fe, Co) sont également présents, mais surtout dans la partie proche UV du spectre. Les principales raies sont une forte raie en absorption du silicium II à 6355 Å (décalée par effet Doppler vers 6100 Å) ainsi que celles du Calcium II H&K respectivement à 3934 Å et 3968 Å. Ces raies émises dans une atmosphère en expansion ont un profil typique, dit P-Cygni (voir la figure 1.7), dont la mesure du décalage Doppler de l'absorption minimale permet d'en déduire la vitesse d'expansion de la photosphère, qui est de l'ordre de 10 000 à 15 000 $\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ pour les éléments de masse intermédiaire. La contribution relative des éléments du groupe du fer augmente rapidement tandis que l'opacité des ejecta diminue. Ainsi l'émission large vers 6500 Å qui commence à se développer deux semaines après le maximum quand la photosphère commence à pénétrer les ejecta riches en fer, est due au Fe II.

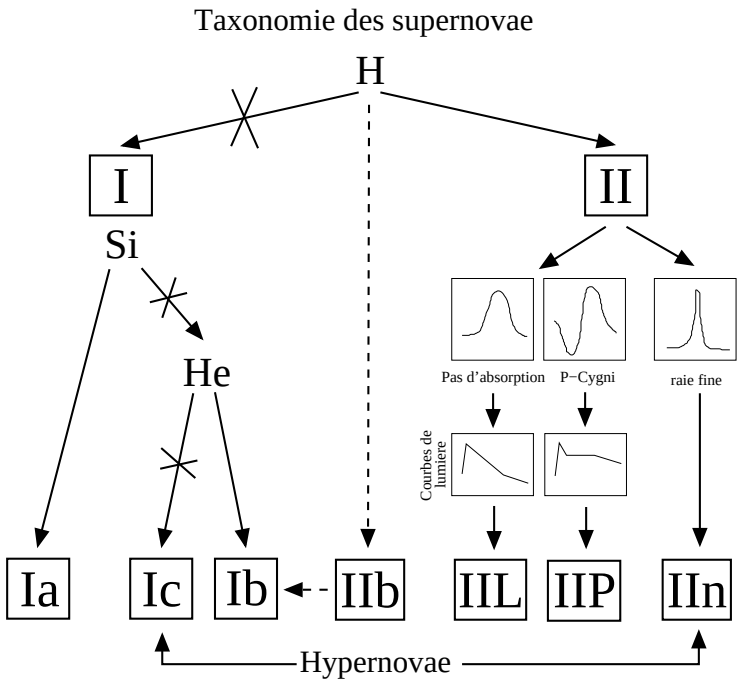


Fig. 1.1 : La classification détaillée des supernovæ nécessite non seulement l'identification de certaines caractéristiques dans les spectres, mais aussi une analyse fine de l'évolution de la luminosité, des spectres et des profils des raies. Ce diagramme montre que la classification repose sur la présence (ou l'absence) de certaines raies dans le spectre (principalement le spectre photosphérique) – pour les différents « type I » – mais aussi sur la forme de la courbe de lumière ainsi que sur le profil de certaines raies – pour les différents « type II » (d'après Cappellaro & Turatto 2000).

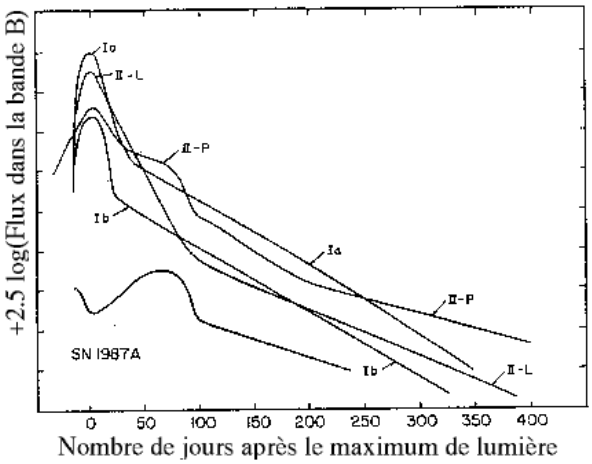


Fig. 1.2 : La forme des courbes de lumière des divers types de supernova. On remarque déjà que celles de type Ia sont les plus lumineuses au maximum, de presque une magnitude (seuls quelques évènements de type Ic les surpassent – voir §1.3). De plus la phase de croissance de la magnitude est d'une façon générale constituée de segments linéaires, indiquant une décroissance exponentielle du flux.

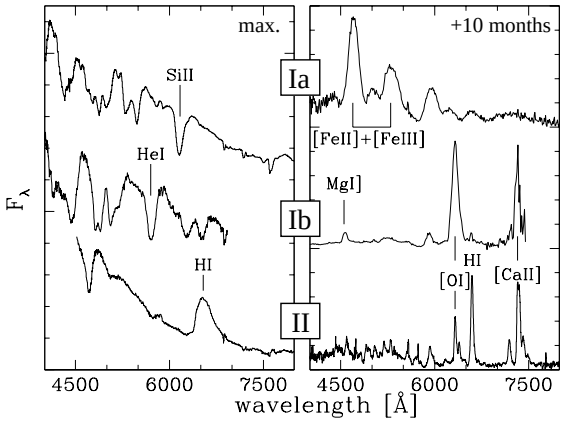


Fig. 1.3 : Les spectres des principaux types de supernova. Ainsi une supernova qui montre une claire signature de Hα près du maximum de lumière (à gauche) est définie comme type II. Si elle montre une forte absorption due au Si II à environ 6150 Å, alors c'est une type Ia, autrement c'est une type Ib/c (les types Ib étant caractérisés par des raies en absorption de He). Dix mois plus tard (à droite), les SN Ia montrent des fortes émissions du Fe II et Fe III, tandis que les SNe Ib/c sont dominées par les raies en émission de Ca II et O I, qui sont également présentes dans les spectres nébulaires des SNe II, en plus de Hα (tiré de Cappellaro & Turatto 2000).

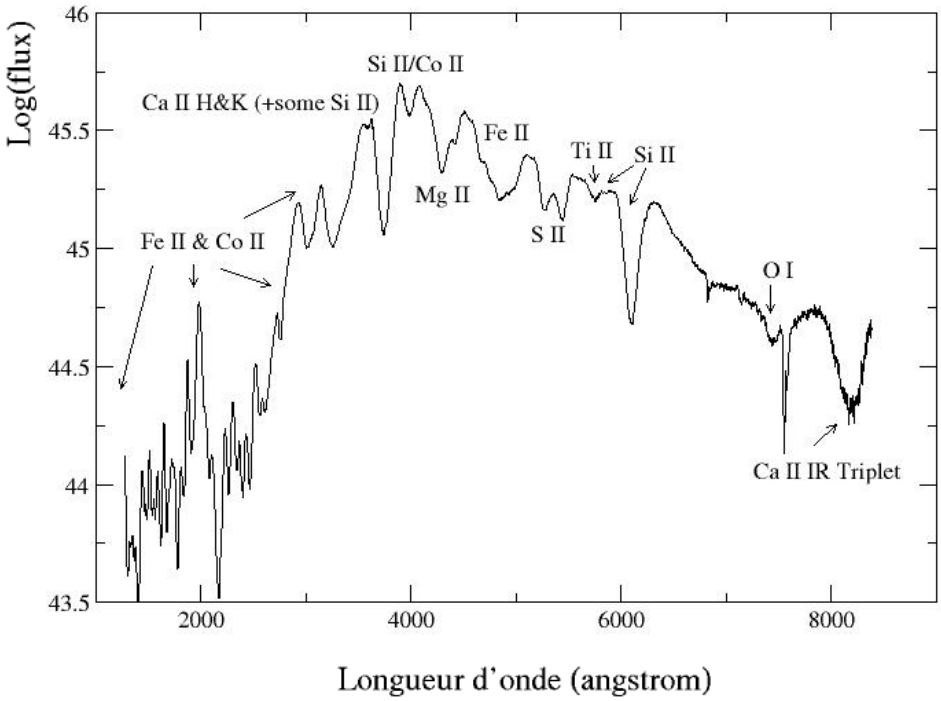


Fig. 1.4 : Spectre typique de SN Ia au maximum de lumière. Il s'agit du spectre de SN 1981B (d'après Nugent et al. 1995a).

Dans la phase nébulaire, débutant environ un mois après le maximum de lumière, les raies en émission du Fe II, Fe III, et du Co III deviennent les principales caractéristiques du spectre.

1.1.2 La courbe de lumière

La forme de la courbe de lumière dépend de la bande spectrale dans laquelle elle est observée. Dans les bandes spectrales B et V, elle présente une montée rapide, de environ 0.5 magnitude par jour entre l'instant de l'explosion (qui a lieu plus de 18 jours avant le maximum de lumière dans la bande B) et 10 jours avant le maximum. Dans la plupart des cas, le maximum de lumière est atteint d'abord dans la bande I, environ 2 jours avant la bande B (Contardo et al. 2000). Après le maximum, la luminosité des supernovæ commence à faiblir lentement, pour amorcer un déclin exponentiel dans les longueurs d'onde ultra-violettes et bleues (bandes U et B) caractéristique de la décroissance radioactive du nickel en cobalt puis du cobalt en fer (voir figure 3.10). Dans les bandes plus rouges, on observe progressivement une décroissance du déclin environ 20 jours après le maximum (V), jusqu'à un épaulement (R) et un second maximum ($IJHK$) (voir figure 1.5).

1.1.3 Les couleurs

Une supernova de type Ia « normale » est un objet assez bleu ($B - V \sim 0$) au maximum de lumière[1]. Parodi et al. (2000) donnent une valeur moyenne de la couleur au maximum de SNe Ia non rougies : $(B - V) = -0.012 \pm 0.008$ et $(V - I) = -0.276 \pm 0.016$ La figure 1.6 montre l'évolution de la couleur d'une supernova Ia typique, SN 1998bu qui a explosé dans la galaxie M96.

[1] Un corps noir pour lequel $B - V = 0$ a une température d'environ 10 000 K.

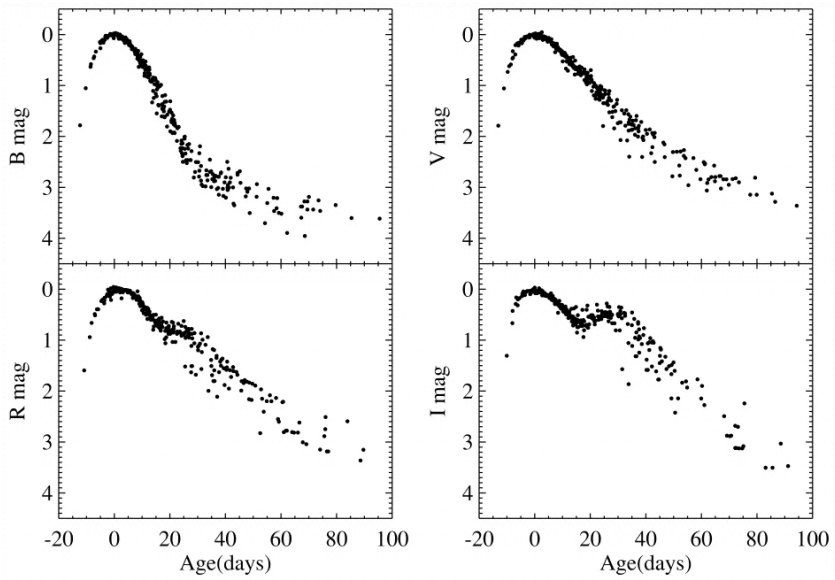


Fig. 1.5 : Courbes de lumière de SNe Ia composites dans les bandes B, V, R et I incluant 22 supernovæ normalisées en temps et magnitude à l'époque du maximum de lumière. Les différences entre les diverses bandes apparaissent clairement (déclin plus rapide en B, épaulement en R et I, 20 à 30 jours après le maximum), ainsi que l'inhomogénéité des points au sein d'une même bande (tiré de Riess et al. 1999).

1.2 Les supernovæ de type II (SNe II)

Les supernovæ de type II sont beaucoup plus diversifiées. On pourrait dire que la seule chose qu'elles ont en commun est la présence d'hydrogène dans leur spectre. Leur luminosité au maximum s'étale sur un intervalle de plus de 2 magnitudes, la distribution de leur énergie spectrale et le profil de leurs raies sont également très différents. Néanmoins, Barbon et al. (1979) ont tenté de mettre un peu d'ordre, en les classant selon l'aspect de leur courbe de lumière. Dans certains cas, cette dernière présente un plateau après le maximum, plateau de luminosité quasiment constante, et qui dure jusqu'à 2 – 3 mois (SN II-P) après le maximum. Dans d'autres cas, leur déclin est plus ou moins linéaire (SN II-L). Les deux classes ne sont pas séparées et des cas intermédiaires existent (Clocchiatti et al. 1996).

En général les SNe II-L sont plus brillantes que les SNe II-P, mais là encore il y a des exceptions (Patat et al. 1994), comme SN 1983K. Néanmoins, au-delà de 200 jours après le maximum, la plupart des SNe II présentent un déclin linéaire de environ 1 mag/100 jours (voir la figure 1.2).

À cause des très grandes vitesses d'expansion, les raies d'émission dans les spectres de supernova sont très larges. Cependant une part significative des SNe II (10% à 15% des SNe II actuellement découvertes) présentent des composantes étroites superposées aux raies larges. On les nomme supernovæ de type IIn, le « n » étant pour *narrow-line* (Schlegel 1990). Dans de nombreux cas, les SNe IIn sont très brillantes et l'évolution de leur luminosité est plus lente que pour les autres SNe II.

1.3 Les supernovæ de type Ib et Ic (SNe Ib/c)

La classification des objets astronomiques est parfois prise au piège de l'histoire des observations les concernant. Ainsi il y a d'abord eu les SN Ip pour *SN I particulières*, qui ne présentaient pas la

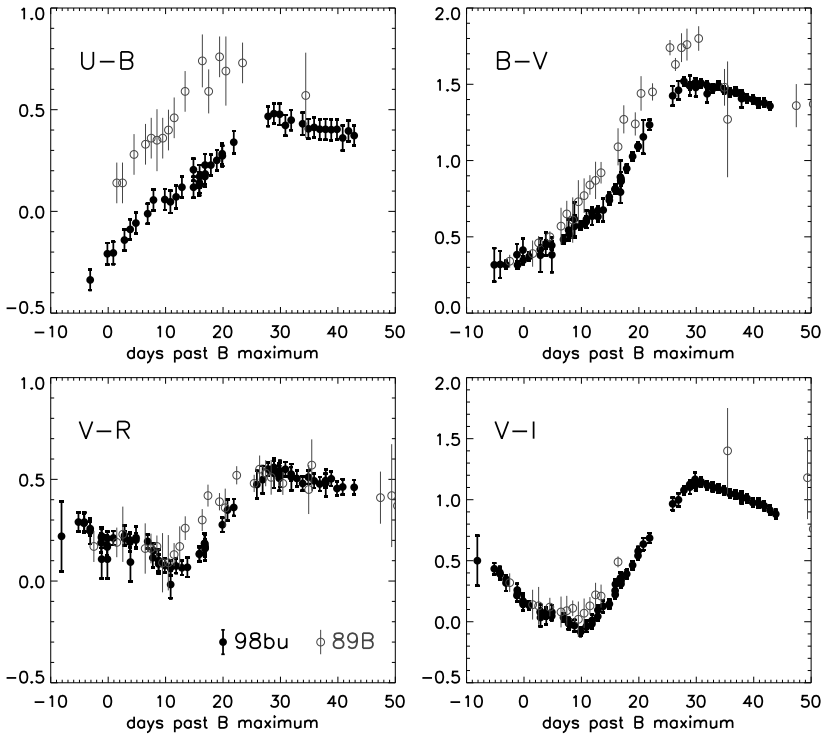


Fig. 1.6 : Évolution des couleurs d'une SN Ia typique : SN 1998bu (Jha et al. 1999). Les cercles correspondent à SN 1989B, une autre SN Ia spectroscopiquement « normale », mais présentant un déclin plus rapide de sa luminosité. SN 1989B est un objet avec une extinction particulièrement élevée ($E(B-V) = 0.37$ — Wells et al. 1994) ; les magnitudes présentées ici ont été corrigées de ce rougissement.

profonde raie d'absorption du Si II à 6150 Å (Bertola 1964), et qui a fini par devenir une sous-classe bien distincte, caractérisée non seulement par l'absence de la raie du Si II à 6150 Å, mais également par sa préférence des galaxies spirales, une luminosité typiquement plus faible de 1.5 magnitude que les SNe I classiques, une couleur plus rouge et une courbe de lumière infrarouge ne présentant pas de deuxième maximum. Cette sous-classe est devenue celle des SNe Ib (Elias et al. 1985). Puis petit à petit il devint clair que les SNe Ib étaient elles-mêmes hétérogènes. Wheeler & Harkness (1986) ont ainsi suggéré de diviser la classe des SNe Ib en deux : d'une part les SNe Ib qui présentent une des fortes raies d'absorption dues à He I (5876 Å notamment) dans leur spectre photosphérique, et les SNe Ic où cette caractéristique est absente.

L'explosion de SN 1993J dans M81 fit le lien entre les SNe II et les SNe Ib/c. Le spectre de cette supernova évolua depuis celui d'une type II normale, vers celui d'une type Ib en quelques semaines. L'objet est ainsi classifié comme étant le prototype d'une nouvelle sous-classe, celle des SNe IIb.

1.4 Supernovæ et sursauts gamma

Au moins une petite fraction des sursauts gamma (GRB pour *Gamma Ray Burst*) pourrait être associée à des supernovæ. Ainsi GRB 980425 coïncide avec SN 1998bw. Cette supernova fut très lumineuse tant en optique qu'en radio. Son spectre quelque peu curieux, résultat de très grandes

vitesses d'expansion (de l'ordre de 30 000 km·s^{-1} soit 10 % de la vitesse de la lumière !) et de très grandes énergies d'explosion (10^{45} J d'énergie cinétique, soit environ dix fois plus qu'une supernova « normale » !), la classe en tant que SN Ic, bien qu'elle soit différente d'une SN Ic normale (Iwamoto et al. 1998 ; Iwamoto et al. 2000).

Un autre cas est celui de GRB 970514 et de la supernova de type IIn, très lumineuse, SN 1997cy (à son maximum de lumière en V, cette supernova fut plus brillante d'une magnitude qu'une supernova de type Ia !). Là encore le spectre est assez inhabituel, présentant quelques similarités avec SN 1998bw.

Compte tenu des caractéristiques extrêmes de ces supernovæ on a tendance à les appeler *hypernovæ* (Paczynski 1998).

Les modèles suggèrent que les supernovæ associées à des sursauts gamma pourraient être très asymétriques, l'énergie étant expulsée le long d'un axe.

1.5 Spectropolarimétrie de supernovæ

L'observation du taux de polarisation en fonction de la longueur d'onde (spectropolarimétrie) des supernovæ permet de sonder la géométrie des différents éléments présents dans les ejecta. En effet, l'atmosphère d'une jeune supernova est dominée par la diffusion électronique qui est par nature hautement polarisante. Pour une source sphérique non résolue, les vecteurs du champ électrique vont s'annuler en moyenne exactement entraînant une polarisation linéaire résultante nulle. En revanche, si la source est non sphérique, les vecteurs champ électrique ne s'annulent pas tous, et une polarisation linéaire en découle.

La polarisation observée pour les supernovæ de type effondrement gravitationnel (type II et Ib/Ic), est de 1 à 2%. Quelques cas de polarisation intrinsèque ont été observés pour des SNe Ia, à hauteur de quelques fractions de pour-cent (Howell et al. 2001), ce qui correspond à une asphéricité d'environ 20%.

1.6 Les taux de supernova

La mesure du nombre de supernova par unité de volume dans l'Univers local (c'est-à-dire dans l'environnement suffisamment proche de notre galaxie afin de ne pas être trop affecté par l'expansion) en fonction de diverses observables comme le type de la galaxie hôte, permet de se rendre compte de deux choses (voir paragraphe 6.3.2) : d'abord il n'y a pas de supernovæ de type II et Ib/c dans les galaxies précoces[2] elliptiques ; par ailleurs, le taux de supernova de type Ia par unité de luminosité B est constant entre les elliptiques et les spirales tardives. Notons également que les SNe Ib/c ne représentent que 15 % de l'ensemble SNe II + SNe Ib/c (supposées avoir la même origine physique, l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive, comme nous le verrons au chapitre 2).

1.7 Quelques éléments sur le transport radiatif

La modélisation de la propagation des photons dans l'atmosphère d'une supernova, à partir de la photosphère, permet de comprendre la forme des spectres observés, et surtout de relier des

[2]Cette appellation est due à une histoire que l'astronomie à parfois du mal à éviter : nous verrons cela plus en détail au paragraphe 5.1.1. Cela provient de la classification des galaxies faite par Hubble, et surtout de l'interprétation qu'il en avait faite. On pensait alors que les galaxies elliptiques étaient les précurseurs donc « précoces », tandis que les spirales résultaient d'une certaine évolution plus « tardive ». Nous verrons (chapitre 5) qu'actuellement on pense que l'évolution a lieu dans le sens inverse. Mais l'appellation est restée, « précoce » pour désigner les galaxies elliptiques, « tardif » pour les spirales...

observables telles que la profondeur d'une raie, sa largeur... à des paramètres physiques concernant la vitesse des ejecta, leur opacité...

Une des méthodes utilisées pour simuler le transport radiatif est celle de Sobolev, qui donne une solution simplifiée de l'équation de transfert radiatif [3], dans des milieux avec d'importants gradients de vitesse tels que les supernovæ. D'autres méthodes, comme des simulations de Monte-Carlo sont également utilisées. Afin d'appréhender la formation des spectres optiques dans les supernovæ, je vais brièvement décrire la méthode de Sobolev. Pour plus de détails on pourra consulter Jeffery & Branch (1990).

1.7.1 L'approximation de Sobolev

Les ingrédients du modèle de Sobolev le plus couramment utilisé sont les suivants : une *photosphère* sphérique, opaque, en expansion, qui émet un rayonnement de corps noir, est entourée d'une *atmosphère* transparente avec d'importants gradients de vitesse.

La photosphère est définie comme la surface à partir de laquelle la supernova devient opaque, c'est-à-dire là où sa profondeur optique devient de l'ordre de un. Grosso modo, c'est la photosphère qui va produire le continuum, et c'est dans l'atmosphère environnante que vont se former les raies.

En réalité, il n'y a pas de distinction nette entre la photosphère et l'atmosphère : la profondeur optique de la supernova varie graduellement depuis « opaque » jusqu'à « transparent ». De plus le rayon auquel cette transition se produit dépend de la longueur d'onde de la radiation observée.

L'idée de base derrière l'approximation de Sobolev est qu'un photon émis par la photosphère interagit uniquement avec une raie dans une petite région de l'atmosphère où la longueur d'onde du photon est décalée par effet Doppler, celui-ci entrant alors en résonance avec la raie. Comme la fonction source peut être supposée constante dans cette petite région de résonance, la solution de l'équation de transfert en est grandement simplifiée.

L'hypothèse sous-jacente est que les vitesses caractéristiques du champ de vitesse macroscopique sont bien plus grandes que les vitesses thermiques (mouvements erratiques des atomes) ou que n'importe quelle vitesse de micro-turbulence (c'est-à-dire le mouvement aléatoire de petites particules de fluide).

1.7.2 Le profil de vitesse

Quand la supernova explose, la matière est éjectée à grande vitesse, ce sont les ejecta. Peu de temps après l'explosion, elle est encore dense et soumise à des interactions hydrodynamiques compliquées. Mais après seulement 1 jour, les matériaux éjectés sont suffisamment dilués (sauf au centre) pour que les interactions hydrodynamiques deviennent négligeables : ils sont ainsi projetés dans l'espace librement. Les ejecta les plus rapides dépassent les plus lents ce qui fait apparaître une structure dans le profil de vitesse, la vitesse v d'une couche étant proportionnelle à sa distance R au centre : $v = R/t$ où t est le temps écoulé depuis l'explosion.

Ce type de loi de vitesse est appelé *expansion homologue*. Remarquons que pour écrire cela on néglige le rayon initial de la pré-supernova. Mais celui-ci devient effectivement négligeable après quelques jours.

[3] L'équation de transfert radiatif, qui décrit la variation de l'intensité spécifique lors de la traversée d'un milieu, sous sa forme la plus générale s'écrit :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \tag{1.1}$$

où I_ν est l'intensité spécifique du rayonnement à la fréquence ν, τ_ν est la profondeur optique et S_ν est la fonction source.

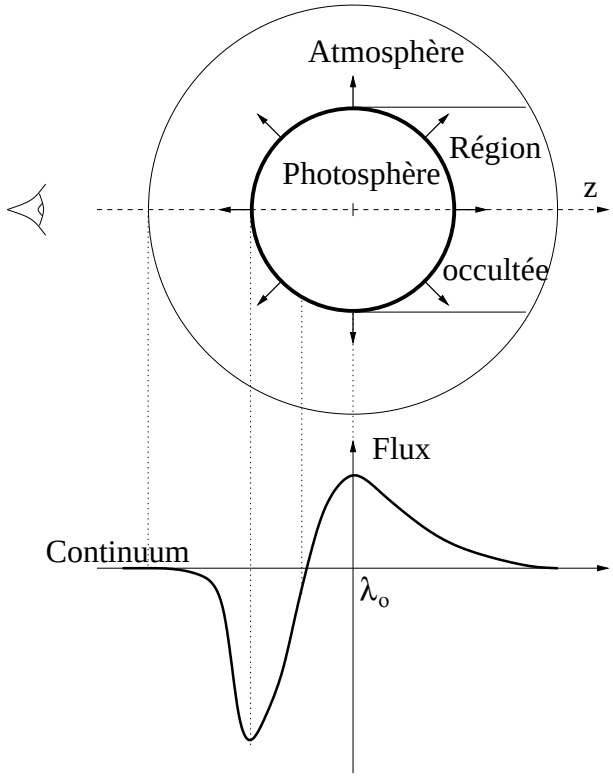


Fig. 1.7 : Profil *dit P-Cygni* (portant le nom de l'étoile hypergéante P Cygni) des raies formées au sein d'une atmosphère en expansion. Celle-ci est vue par l'observateur en partie en projection sur la photosphère (elle aussi en expansion dans le cas d'une supernova) qui forme le spectre continu — d'où une composante en absorption décalée vers le bleu — et en partie en-dehors du cœur — ce qui donne une composante en émission centrée sur la longueur d'onde au repos λ_o.

Plus la vitesse d'expansion de la photosphère est élevée, plus le profil est « dilaté » en longueur d'onde, et plus le minimum de l'absorption est décalé vers le bleu, le pic d'émission ne bougeant pas. La hauteur des raies en absorption et en émission est directement reliée à la profondeur optique : plus celle-ci est élevée, plus l'absorption et l'émission seront fortes jusqu'à ce que la raie devienne saturée si la profondeur optique est trop élevée.

1.7.3 Le profil de raie *P-Cygni*

Dans la cas d'un profil de vitesse homologue, la surface de résonance pour une longueur d'onde donnée est un plan perpendiculaire à la ligne de visée. Si l'axe z est sur la ligne de visée, z diminuant vers l'observateur, et prenant son origine au centre de l'expansion, un plan de coordonnée z a une composante de vitesse $v_z = z/t = z \cdot v_{\rm ph}/r_{\rm ph}$, où $v_{\rm ph}$ est la vitesse d'expansion de la photosphère, et $r_{\rm ph}$ son rayon. Ce plan est alors responsable du flux à la longueur d'onde $\lambda = \lambda_o[1+(z/r_{\rm ph})(v_{\rm ph}/c)]$: la longueur d'onde au repos λ_o est décalée par la composante de vitesse sur l'axe z.

Le flux à une longueur d'onde donnée est calculé en intégrant sur tous les rayons lumineux caractéristiques d'un plan donné.

Le profil typique d'une raie est représenté sur la figure 1.7. La formation d'une telle raie se schématise en trois parties : pour $z \geq 0$ le flux est décalé vers le rouge par rapport au centre de la raie ; pour $z < 0$ la matière présente entre la photosphère et l'observateur entraîne une absorption du continuum.

1.7.4 Le spectre : une tomographie des ejecta

Juste après l'explosion, l'opacité de la matière éjectée est maximale et seuls les éléments légers, qui ont été créés avec une grande vitesse, parviennent à « surnager » : ils seront les premiers à être visibles dans le spectre optique.

Au fur et à mesure de l'évolution temporelle d'une supernova, les ejecta en expansion se refroidissent, et la photosphère « optique » pénètre de plus en plus profondément : les éléments les plus lourds synthétisés par l'explosion, qui ont la vitesse la plus faible, deviennent visibles dans le spectre optique.

Ceci dit, la réalité est plus complexe, car le front de combustion de l'explosion est soumis à des

instabilités hydrodynamiques. Ces phénomènes mélangent les produits de combustion, qui finissent par se retrouver dans le spectre optique, en dépit de l'image initiale de ségrégation des éléments selon leur vitesse, et donc leur masse.

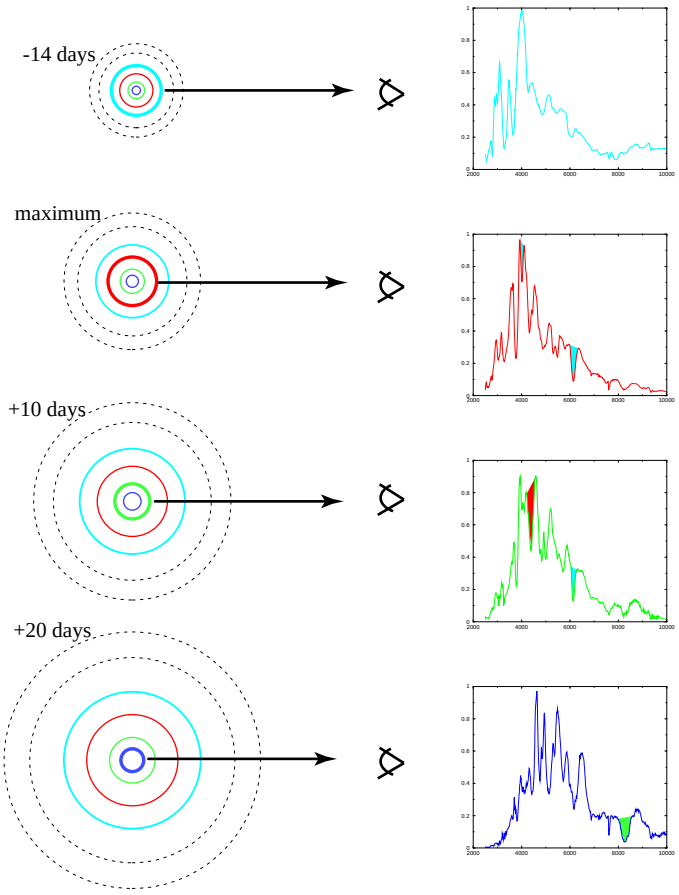


Fig. 1.8 : Au fur et à mesure que les ejecta se refroidissent, la photosphère pénètre de plus en plus au cœur de la matière en expansion. Le spectre, image de cette photosphère renseigne sur les éléments éjectés qui sont enfouis de plus en plus profondément.

Chapitre 2

Les supernovæ gravitationnelles : SNe II, SNe Ib/c

Seule l'explosion intérieure permet de briller
Paulo Coelho

Le scénario de l'effondrement gravitationnel est l'archétype des supernovæ de type II. Par ailleurs, il a bien vite fallu se rendre à l'évidence que les SNe Ib et Ic avaient en fait moins de propriétés en commun avec les SNe Ia, qu'avec les SNe II. Il s'agit fort probablement du résultat de l'effondrement d'une étoile massive qui aurait perdu ses couches externes au cours d'une vie mouvementée (forts vents stellaires comme il en existe pour les étoiles de Wolf-Rayet).

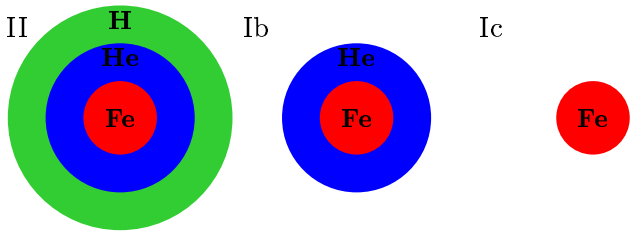


Fig. 2.1 : Illustration du progéniteur typique des supernovæ gravitationnelles.

2.1 La masse critique des étoiles

La masse critique d'une étoile est définie comme la limite inférieure au-dessus de laquelle toute étoile, à une étape tardive de son évolution, deviendra une supernova. Cette masse critique est également la masse maximale initiale d'une étoile qui termine sa vie sous la forme de naine blanche.

La présence de naines blanches dans les amas galactiques, du fait de leur petite masse, ne peut se comprendre qu'en supposant une perte de masse importante au cours de l'évolution. Une des méthodes pour déterminer cette masse critique est d'étudier la population des naines blanches dans les amas ouverts. Connaissant la population stellaire de l'amas, ainsi que son âge (obtenu à partir du coude sur la séquence principale, qui donne la masse maximale des étoiles, et donc leur âge), on peut modéliser son évolution. En comparant avec le nombre de naines blanches observées, on

en déduit quelles sont les étoiles qui leur ont donné naissance, et donc leur masse. Weidemann & Koester (1983) ont trouvé une valeur de 8^{+3}_{-2} $M_\odot$ pour cette masse critique.

2.2 Évolution des étoiles massives

Les étoiles massives (entre 10 et 100 $M_\odot$) ont des luminosités $\sim 10^4 - 10^6$ $L_\odot$ et des températures effectives $\sim 10^4 - 10^5$ K, ainsi qu'un gros cœur convectif (30 à 80 % de leur masse). Par rapport aux étoiles moins massives elles sont caractérisées par des vents stellaires intenses.

Plus l'étoile est lumineuse, plus la perte de masse par vent stellaire est intense (car la pression de radiation augmente), et ce d'autant plus que sa métallicité est élevée. Ainsi les étoile de type O, les plus chaudes et les plus lumineuses que l'on connaisse présentent des pertes de masse de l'ordre de $\sim 10^{-5}$ $M_\odot$/an.

Ces pertes de masse affectent le trajet de l'étoile dans le diagramme H-R (figure 3.1). En effet celles-ci finissent par dévoiler les couches internes chaudes, ce qui explique pourquoi ce diagramme est peuplé à gauche du côté des supergéantes bleues, mais pas à droite (supergéantes rouges).

Selon la masse l'évolution sera différente. Ainsi dans l'**intervalle 8-10 $M_\odot$** se forme un cœur d'hélium de 2.2 à 2.5 $M_\odot$. La combustion de l'hélium est suivie par la combustion du carbone ($^{12}C + {}^{12}C \rightarrow {}^{20}Ne + {}^{4}He$), qui dure quelques centaines d'années, et qui n'est pas explosive, car le cœur dans lequel elles se produisent n'est pas dégénéré (voir figure 2.2). Le néon ^{20}Ne est moins lié que l'oxygène ^{16}O si bien que, la température augmentant, c'est sa photo-dissociation qui prédomine ($^{20}Ne + \gamma \rightarrow {}^{16}O + {}^{4}He$). Un noyau dégénéré d'oxygène-néon est produit. La contraction se poursuit jusqu'à une densité de $2.5 \cdot 10^{13}$ kg $\cdot$ m^{-3}. La combustion de l'oxygène ($^{16}O + {}^{16}O \rightarrow {}^{28}Si + {}^{4}He$) démarre rapidement dans un cœur en contraction. L'effondrement se poursuit et le cœur instable (au voisinage de la limite de Chandrasekhar) atteint la densité nucléaire sans être passé par l'étape de combustion du silicium et la formation des éléments du pic du fer.

Pour les étoiles de **10 à 11 $M_\odot$**, avec un cœur d'hélium de 2.5 à 2.8 $M_\odot$, un cœur de fer en équilibre hydrostatique peut se former, avec des instabilités compliquées associées à la combustion à la périphérie du cœur de fer.

Pour les étoiles de **masse supérieure à 11 $M_\odot$** , le phénomène principal est la combustion lente du silicium ($^{28}Si + \gamma \rightarrow {}^{24}Mg + {}^{4}He$), suivie de la capture des particules alpha jusqu'au pic du fer dans le cœur de l'étoile. Dans la suite des réactions qui conduisent au pic du fer, la vitesse de $^{45}Sc + p \rightarrow \gamma + {}^{46}Ti$ commande la vitesse de formation du fer. La durée de vie des étoiles est d'autant plus courte que leur masse est importante. La combustion de l'hydrogène est la réaction la plus longue, c'est elle qui fixe la durée de vie de l'étoile. Ainsi pour une étoile de 25 $M_\odot$ la phase de combustion de l'hydrogène (cycle CNO) dure $7 \cdot 10^6$ ans ; la combustion de l'hélium, $5 \cdot 10^5$ ans, celle du carbone, 200 ans, celle du néon, 1 an, celle de l'oxygène, 5 mois, et celle du silicium, 1 jour !

La rapidité des phases avancées de l'évolution ne laisse pas à l'enveloppe le temps de réagir aux changements de structure interne. L'étoile conserve sa place dans le diagramme H-R, qui est une vision de l'extérieur de celle-ci, cependant qu'une structure en « pelure d'oignon » se met en place, où chaque couche est composée d'éléments de plus en plus lourds en allant vers le cœur.

2.3 L'explosion : le modèle standard

Lorsque le cœur de fer atteint la masse de Chandrasekhar, la pression des électrons dégénérés n'est plus suffisante pour contrebalancer la gravitation, et le cœur s'effondre. Consécutivement à l'augmentation de la densité qui s'ensuit, les électrons, qui contribuaient jusque là majoritairement

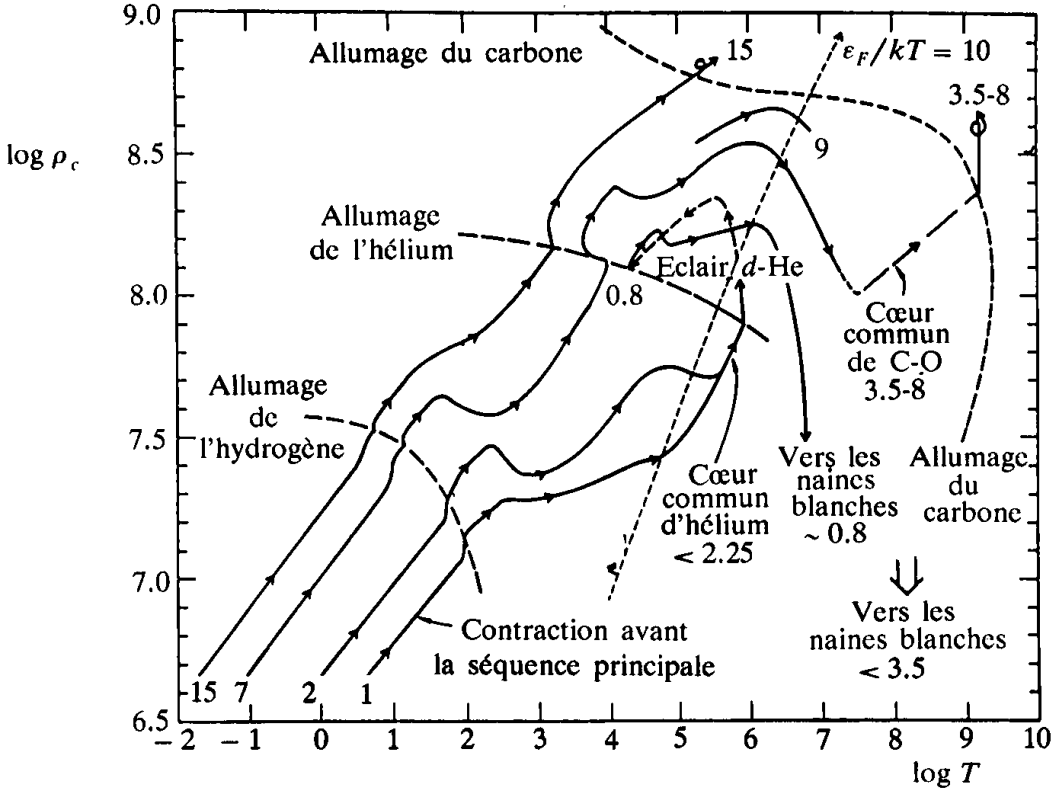


FIG. 2.2 : Évolution de la densité (g/cm^3) en fonction de la température (K) du centre d'une étoile, les différents trajets évolutifs étant étiquettés en masses solaires. Ainsi pour une étoile de 1 à 2 $M_\odot$ l'évolution mène le cœur dans le domaine dégénéré (à droite de la ligne en pointillés). Une étoile de 7 $M_\odot$ brûle son carbone de manière explosive, la combustion se produisant en milieu dégénéré (voir paragraphe 3.2.1). Tiré de Schatzman & Praderie (1990).

à la pression, sont capturés par les noyaux. Par ailleurs une partie de l'énergie dégagée par la compression est utilisée dans la photo-dissociation du fer : $\gamma + {}^{56}\mathrm{Fe} \rightarrow 13\,\alpha + 4\,\mathrm{n}$ et ne sert donc pas à augmenter la pression. L'indice adiabatique de la matière descend en-dessous de 4/3, l'effondrement s'emballe. On peut distinguer deux phases dans l'effondrement :

1. d'abord, les captures électroniques sur les protons (réactions β inverses) $\mathrm{e}^- + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + \nu_e$ sont violemment hors d'équilibre, car l'échelle de temps de cette réaction (interaction faible) est bien plus grande que celui de l'effondrement, en conséquence de quoi l'entropie par baryon augmente ;

2. lorsque la densité (qui vaut initialement $\sim 10^{13}$ kg·m^{-3}) atteint $\sim 4 \cdot 10^{14}$ kg·m^{-3}, les neutrinos émis restent piégés dans la matière (Freedman 1974). On arrive à l'équilibre β. L'effondrement se poursuit alors de manière quasi-adiabatique, et l'entropie par baryon reste constante.

L'effondrement ne s'arrête que lorsque la densité nucléaire est atteinte ($2.6 \cdot 10^{17}$ kg · m^{-3}), environ 200 ms après le début de l'effondrement. La matière est alors composée de noyaux « exotiques » très riches en neutrons. C'est l'interaction forte entre les noyaux qui s'oppose à l'effondrement. Ce brusque durcissement de la pression crée une onde de choc à l'intérieur du cœur de fer qui se propage vers l'extérieur. Si l'onde de choc est suffisamment puissante, elle provoque l'expulsion des couches externes de l'étoile. C'est le phénomène de supernova.

Le choc perd énormément d'énergie à sa rencontre avec les couches externes, qui sont presque en chute libre. Environ 0.1 s après le début du rebond, le choc a perdu à peu près toute son énergie, et ne se propage plus vers l'extérieur : il se transforme en choc d'accrétion. Ceci fut pendant longtemps un problème, car dans les simulations numériques le choc s'évanouissait avant d'expulser les couches externes et donc d'aboutir au phénomène de supernova. Le problème fut résolu en incluant l'émission d'une bouffée de neutrinos, ainsi que des processus convectif au sein de l'enveloppe.

En effet la proto-étoile à neutrons en arrière du choc est un objet très chaud, la fin de l'effondrement ayant été adiabatique. La température centrale atteint $\sim 10^{11}$ K ($\sim$ 10 MeV). Ce cœur se refroidit par une intense émission de neutrinos, qui déposent de l'énergie dans les couches denses en arrière du choc, facilitant ainsi la progression de celui-ci (Bethe & Wilson 1985). Le transport de l'énergie est facilité par des processus convectifs, causés par un gradient d'entropie négatif, dans les régions entre la proto-étoile à neutrons et l'onde de choc. La convection aide l'explosion car elle augmente l'efficacité avec laquelle l'énergie des neutrinos est déposée (la matière qui monte se refroidit et convertit l'énergie issue des neutrinos en énergie cinétique, plutôt que de re-émettre des neutrinos), elle réduit l'énergie nécessaire pour « lancer » l'explosion (en réduisant la pression au niveau du choc d'accrétion).

Finalement, mentionnons que le résidu de la supernova n'est pas nécessairement une étoile à neutrons, mais peut être un trou noir, notamment si une partie des couches externes n'a pas atteint la vitesse de libération, et est retombée vers le centre, de façon à ce que la masse totale dépasse la masse limite des étoiles à neutrons (autour de 2 $M_\odot$).

2.4 Considérations énergétiques

L'énergie $E_{\mathrm{SN\ II}}$ libérée par une SN II est la différence entre l'énergie potentielle gravitationnelle du cœur de fer de la pré-supernova de masse M et de rayon R_i, $\sim -3/5\ GM^2/R_i$ (G étant la constante de Newton) et celle du résidu, l'étoile à neutron de rayon R_f, $\sim -3/5\ GM^2/R_f$. Comme $R_i \gg R_f$, on a $E_{\mathrm{SN\ II}} \simeq -(-3/5\ GM^2/R_f)$. Avec $M = 1.4\ M_\odot$ et $R_f = 10$ km, cela donne : $E_{\mathrm{SN\ II}} \sim 3 \cdot 10^{46}$ J, soit une fraction $E_{\mathrm{SN\ II}}/Mc^2 \sim 0.1$ du cœur de fer.

Cette énergie est emportée en grande partie (99 %) par les neutrinos car ceux-ci ont un libre parcours moyen bien plus important que celui des photons ; ~ 1 % part dans l'énergie cinétique de la matière éjectée, et seulement ~ 0.1 % (soit $\sim 10^{43}$ J) est émise sous forme électromagnétique. Une toute petite fraction est émise sous forme d'ondes gravitationnelles[1].

Ainsi, bien que l'énergie totale libérée par une SN II soit plus bien plus grande (d'un facteur 100) que pour une SN Ia, sa luminosité électromagnétique est en général plus faible de 1 à 2 magnitudes.

Après le maximum, le rayonnement électromagnétique est alimenté par la radioactivité du ^{56}Ni. Mais une SN II produit environ 10 fois moins de ^{56}Ni qu'une SN Ia.

2.5 Nucléosynthèse

La nucléosynthèse au sein des supernovæ gravitationnelles résulte d'une combinaison entre la phase de pré-supernova et la combustion explosive lorsque une onde de choc traverse le manteau

[1] Des instabilités peuvent se former lors de la formation d'une étoile à neutrons, si le moment cinétique est suffisant, provoquant des mouvements de masses asymétriques pouvant conduire à l'émission d'ondes gravitationnelles. Néanmoins l'énergie ainsi emportée est très faible ($\sim 10^{37}$ J) (Fryer et al. 2002).

entourant le cœur en effondrement. Schématiquement, au-delà d'un certain rayon de la pré-supernova, toute la matière va être éjectée, tandis qu'en deçà elle va s'effondrer pour former le résidu compact. En se propageant à travers les cendres de l'étoile, l'onde de choc provoque des réactions nucléaires ; ainsi une bonne partie du silicium est fusionné en noyaux du pic du fer, notamment du nickel, dont le ^{56}Ni radioactif. Pendant ce flash nucléaire, les éléments du pic du fer sont l'objet d'un bombardement neutronique intense, qui en transforme une grande partie en éléments plus lourds dits *de processus*[2] *r*. Ceci étant, une grande partie des noyaux fabriqués par l'étoile est éjectée sans subir d'autres transformations, tels que l'oxygène, le carbone, l'hélium, et les éléments dits *de processus*[3] *s*. Ainsi les supernovæ de type II contribuent à l'enrichissement du milieu interstellaire sur un large spectre de masse : H, He, C, O, éléments des processus *s* et *r*.

Ce tableau théorique fut confirmé avec l'analyse de la supernova de type II apparue dans le LMC en 1987, SN 1987A.

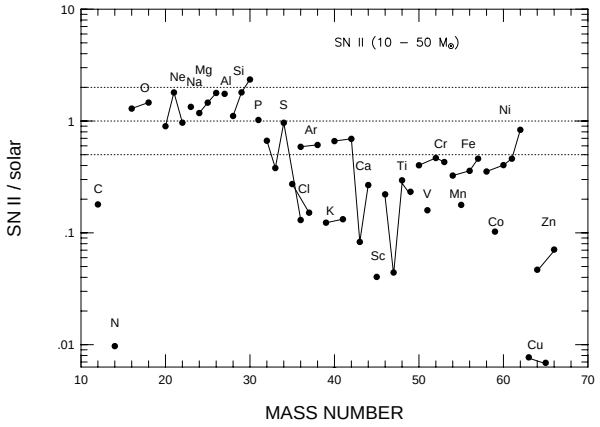


Fig. 2.3 : Abondances des éléments issus de la mort des étoiles massives, entre 10 et 50 $M_\odot$ moyennés sur la fonction de masse initiale, relativement aux abondances solaires. Tiré de Nomoto et al. (1997a).

[2]Ce processus « rapide » a lieu dans un flux de neutrons qui peut être bref, mais très intense. Les noyaux absorbent rapidement un grand nombre de neutrons, jusqu'à ce que la réaction de photo-désintégration devienne prépondérante devant celle d'absorption de neutrons. Les noyaux ainsi produits subsistent avant d'être désintégrés par réaction β. Ce processus favorise la formation d'éléments à nombre magique de neutrons, et donc plus stables. Le processus r est le seul qui permette la synthèse des éléments au-delà du plomb.

[3]Il s'agit de l'absorption de neutrons par les noyaux, le flux de neutrons étant peu intense, mais plus ou moins continu. La désintégration β est plus rapide que le processus *lent* (s pour *slow*) d'absorption des neutrons. Ce processus permet de fabriquer des éléments plus lourds que le fer.

Chapitre 3

Les supernovæ thermonucléaires : SNe Ia

Plutôt que de maudire les ténèbres, allumons une chandelle, si petite soit-elle.
Confucius

Ce type de supernova a vu son intérêt décuplé depuis le début des années 1990, quand on a commencé à les utiliser comme chandelles cosmologiques. Ainsi la compréhension de la physique de l'explosion et la détermination des progéniteurs de ces explosions se sont vus ravivées.

3.1 Un zeste de physique stellaire

3.1.1 Évolution des étoiles de petite masse

Ce paragraphe est tiré de Prantzos & Montmerle (1998).

La combustion de l'hydrogène pour les étoiles de petite masse ($\lesssim 8$ $M_\odot$) dure pendant quelques milliards d'années, voire jusqu'à plusieurs dizaines de milliards d'années pour les moins massives.

La luminosité de ces étoiles n'augmente que très lentement sur la séquence principale, au fur et à mesure que l'hydrogène se transforme en hélium (par les chaînes pp) et que le poids moléculaire moyen augmente.

La contraction du cœur d'hélium libère de l'énergie gravitationnelle qui chauffe les couches supérieures contenant encore de l'hydrogène. Dans une mince pellicule entourant le cœur la température dépasse $2 \cdot 10^7$ K, l'hydrogène se mettant alors à brûler par le cycle CNO qui libère encore plus d'énergie. Afin d'absorber ce nouveau flux d'énergie, l'étoile se met d'abord à gonfler : sa luminosité reste constante tandis que son rayon augmente. Sa température de surface diminue. Quand celle-ci atteint 3000 à 4000 K, la convection s'établit à cause de l'opacité élevée de l'enveloppe. L'étoile continue de gonfler, mais sa luminosité peut désormais augmenter (en raison de l'efficacité de la convection pour évacuer l'énergie), ce qui l'amène sur la *branche des géantes rouges*. La structure d'une géante rouge est très différente d'une étoile sur la séquence principale. Le cœur très dense et inerte d'hélium occupe une fraction minuscule au centre de l'étoile.

Tandis que l'étoile monte sur la branche des géantes rouges, son cœur d'hélium continue à se contracter. La masse de ce dernier augmente car à sa surface s'empilent les cendres de la combustion de la couche d'hydrogène.

Quand la température centrale atteint $\sim 10^8$ K, l'hélium s'allume. Dans les étoiles de masse inférieure à ~ 2 $M_\odot$, la densité est alors $\sim 10^7$ kg·m^{-3}, et le gaz d'électrons est dégénéré. La combustion de l'hélium dans ces conditions est explosive (voir la figure 2.2 et le paragraphe 3.2.1),

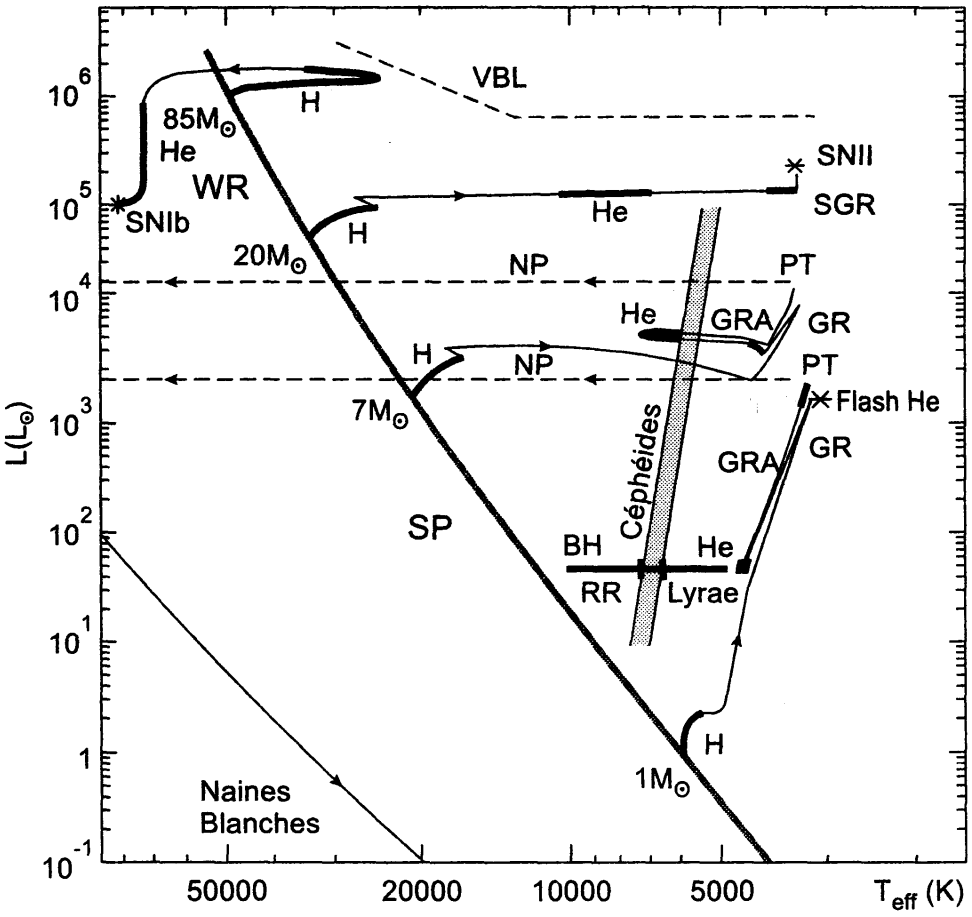


FIG. 3.1 : Diagramme de Hertzsprung-Russell (H-R) théorique, représentant la luminosité L des étoiles en fonction de leur température effective (T_{eff}). Les tracés évolutifs de quatre modèles stellaires, de masse 1, 7, 20 et 85 $M_\odot$ sont représentés, ainsi que les étapes majeures de leur évolution, à partir de la séquence principale (SP). Les phases longues de combustion centrale de l'hydrogène et de l'hélium sont en trais épais. Sont aussi indiquées les phases de Géantes Rouges (GR), Géantes Rouges Asymptotiques (GRA), Pulses Thermiques (PT), et Nébuleuse Planétaire (NP), phases qui sont propres aux étoiles de masse faible ou intermédiaire, et qui aboutissent à la formation d'une naine blanche. De plus les étoiles de faible masse subissent le flash central de l'hélium (Flash He) quand elles se trouvent au sommet de la branche des Géantes Rouges. Ces petites étoiles brûlent l'hélium tranquillement, soit à la base de la branche des Géantes Rouges (si leur métallicité est élevée comme dans le cas du Soleil), soit sur la Branche Horizontale (BH, pour des métallicités faibles correspondant aux étoiles du halo de la Galaxie). Dans le deuxième cas, on obtient le phénomène des RR Lyrae, quand les étoiles traversent « la zone d'instabilité » (en grisé) ; les étoiles plus massives qui traversent cette zone deviennent des Céphéïdes. Les étoiles entre 12 et 25 $M_\odot$ passent par la phase Super-Géante Rouge (SGR) puis explosent en supernovæ de type II (SNII), tandis que les étoiles encore plus massives traversent (grâce à une forte perte de masse) la région des Variables Bleues Lumineuse (VBL), puis deviennent des étoiles de Wolf-Rayet (WR) avant d'exploser en supernova de type Ib (SNIb).

l'énergie dégagée ainsi soudainement (*flash de l'hélium*) dilate un peu le cœur : la densité décroît et la dégénérescence des électrons disparaît. L'hélium brûle désormais normalement, tout comme dans les étoiles plus massives, dans lesquelles le cœur n'est pas dégénéré. Après quoi, le cœur retrouve son équilibre assuré par l'énergie nucléaire. L'étoile, dont la luminosité diminue alors fortement, se

déplace vers la base de la branche des géantes rouges.

Les étoiles de faible masse forment un cœur d'hélium de masse ~ 0.45 $M_\odot$, dont la combustion produit un débit d'énergie pratiquement constant pendant $\sim 10^8$ ans. Si leur métallicité est comparable à celle du Soleil, leur température effective se maintient autour de 3000 à 4000 K pendant cette phase ; en revanche, les étoiles de faible métallicité brûlent l'hélium sur la *branche horizontale*, à des températures effectives[1] de 5000 à 12 000 K.

À la fin de la combustion centrale de l'hélium, le cœur de l'étoile est essentiellement composé de carbone et d'oxygène. Une fois privé d'énergie nucléaire, il se contracte à nouveau, libérant de l'énergie gravitationnelle ; la couche périphérique d'hélium s'allume et l'enveloppe se dilate une nouvelle fois : l'étoile recommence à monter le long de la branche des géantes rouges, sur un trajet parallèle au précédent (*géantes rouges asymptotiques*). La structure de l'étoile devient complexe : un cœur inerte de carbone et d'oxygène dégénéré en lente contraction, entouré d'une couche d'hélium dont la base brûle, d'une couche d'hydrogène (dont la base brûle également) et d'une énorme enveloppe convective.

La dernière phase de la vie de l'étoile est caractérisée par une intense perte de masse sous forme de vent stellaire. L'étoile perd une grande partie de son enveloppe en $\sim 10^7$ ans, enrichissant la Galaxie en carbone, azote et autres produits de la combustion de l'hélium. Elle dévoile ainsi ses couches internes et chaudes, et se déplace donc vers la gauche du diagramme H-R. Au-delà de 30 000 K, sa lumière ultraviolette ionise l'enveloppe expulsée. Ce phénomène est à l'origine des *nébuleuses planétaires*.

Il ne reste finalement que le cœur de carbone et d'oxygène, une *naine blanche*.

3.1.2 Les naines blanches

Dans le scénario standard, dont les grandes lignes ont été évoquées ci-dessus, les étoiles dont la masse sur la séquence principale est inférieure à 8 $M_\odot$ terminent leur vie sous forme de naines blanches (voir figure 3.2 et §2.1). Ce paragraphe est inspiré de Gourgoulhon (1999).

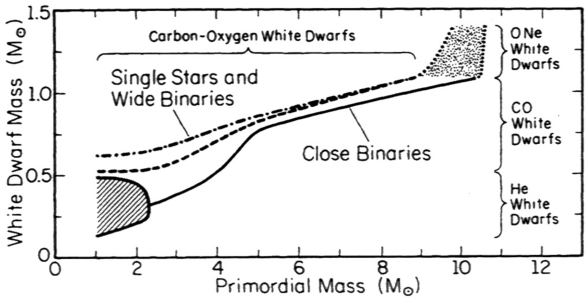


Fig. 3.2 : Masse et composition d'une naine blanche en fonction de la masse de son progéniteur, pour une étoile seule et une étoile binaire. Tiré de Iben (1991).

Une naine blanche « standard » est surmontée d'une fine enveloppe d'hélium ou d'hydrogène, qui ne représente pas plus de 10^{-4} fois la masse totale de l'étoile, mais qui détermine ses propriétés spectroscopiques, et d'un intérieur formé d'électrons, et de noyaux de carbone et d'oxygène. C'est

[1] La température effective d'une étoile est la température du corps noir qui émettrait la même puissance que l'étoile (à surface égale).

un astre dont le rayon[2] R est typiquement de 5000 km, de masse[3] $M_{\rm nb} \sim 0.6$ $M_\odot$, ce qui conduit à une densité de masse $\rho = 2 \cdot 10^9$ kg $\cdot$ m^{-3} !

Des astres « dégénérés »

Dans ces conditions, la densité d'électrons $n_e = Y_e \cdot \rho / m_b$ (où $Y_e \backsimeq 0.5$ est la fraction électronique (nombre d'électrons par baryon) et $m_b = 1.67 \cdot 10^{-27}$ kg la masse baryonique moyenne), vaut $n_e = 6 \cdot 10^{35}$ m^{-3}. L'impulsion de Fermi des électrons, $p_e^{\rm F} = \hbar (3\pi^2 n_e)^{1/3}$ ($\hbar$ est la constante de Planck) est donc $p_e^{\rm F} = 2.7 \cdot 10^{-22}$ kg$\cdot$m$\cdot$s^{-1}. Cette valeur est comparable au produit $m_e c = 2.7 \cdot 10^{-22}$ kg$\cdot$m$\cdot$s^{-1} (m_e est la masse de l'électron, et c la vitesse de la lumière dans le vide). Par ailleurs, comme $p_e^{\rm F} \propto n_e^{1/3} \propto \rho^{1/3} \propto M_{\rm nb}^{1/3}$, les électrons sont non-relativistes dans les naines blanches les moins massives, et relativistes dans les plus massives.

La température de Fermi des électrons est donnée par : $T_e^{\rm F} = 1/k_B \cdot \sqrt{(p_e^{\rm F})^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2$ (où k_B est la constante de Boltzmann), soit $T_e^{\rm F} = 2.4 \cdot 10^9$ K. Or la température maximale au sein des naines blanches est donnée par la température du cœur au moment de la fusion de l'hélium : $T \sim 10^8$ K. On a donc $T_e^{\rm F} \gg T$, les électrons sont donc dégénérés.

On peut calculer leur pression en intégrant sur l'espace des phases le flux d'impulsion. On obtient ainsi :

$$P = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{4 m_e m_b^{5/3}} \hbar^2 Y_e^{5/3} \rho^{5/3} \tag{3.1}$$

dans la limite non-relativiste, et :

$$P = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4 m_b^{4/3}} \hbar c Y_e^{4/3} \rho^{4/3} \tag{3.2}$$

dans la limite ultra-relativiste. On montre ainsi que pour une naine blanche la pression de dégénérescence des électrons est bien supérieure à toutes les autres pressions (que ce soient la pression générée par les noyaux ou la pression de radiation, totalement négligeable ici).

Les relations (3.1) et (3.2) montrent par ailleurs que l'équation d'état des naines blanches (gaz de Fermi idéal) est de type polytropique, c'est-à-dire telle que $P \propto \rho^\gamma$, γ étant l'indice adiabatique. Cet indice variant, pour les naines blanches, entre 5/3 pour celles de petites masses (non-relativistes) et 4/3 pour celles de grandes masses (ultra-relativiste).

La relation masse-rayon et la masse de Chandrasekhar

En considérant une distribution sphérique de matière de densité ρ , la masse m contenue à l'intérieur d'un rayon r est donnée par :

$$m(r) = \int_0^r dr \cdot \rho 4\pi r^2 \tag{3.3}$$

et sa pression P, à l'équilibre hydrostatique, est donnée par :

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G m(r) \rho}{r^2} \tag{3.4}$$

[2] On peut accéder à une estimation du rayon d'une naine blanche en supposant qu'elle rayonne tel un corps noir. Ainsi connaissant son flux f, sa distance d et sa température effective $T_{\rm eff}$: $R = d \cdot \sqrt{(f/\sigma T_{\rm eff}^4)}$, σ étant la constante de Stefan.

[3] mesurée dans les systèmes binaires grâce à la troisième loi de Kepler.

où G est la constante de la gravitation. En combinant ces deux équations avec l'équation d'état :

$$P = \kappa \rho^{\gamma} \tag{3.5}$$

on obtient une équation différentielle de type Lane-Emden, qui s'intègre numériquement et permet d'obtenir l'expression de la masse totale M de la naine blanche, en fonction de sa densité centrale ρ_c ou de son rayon R :

$$M \propto \rho_c^{3/2(\gamma-4/3)} \tag{3.6}$$

$$M \propto R^{3\frac{\gamma-4/3}{\gamma-2}} \tag{3.7}$$

Pour les naines blanches de faible densité ($\gamma = 5/3$), on a (Shapiro & Teukolsky 1983) :

$$M = 0.4964 \left(\frac{\rho_c}{10^9 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}}\right)^{1/2} \left(\frac{Y_e}{0.5}\right)^{-5/2} \text{M}_\odot = 0.7011 \left(\frac{R}{10^4 \text{ km}}\right)^{-3} \left(\frac{Y_e}{0.5}\right)^{-5} \text{M}_\odot \tag{3.8}$$

Pour les naines blanches de haute densité ($\gamma = 4/3$), on a :

$$M = M_{ch} = 1.457 \left(\frac{Y_e}{0.5}\right)^{2} \text{M}_\odot \tag{3.9}$$

Compte tenu de (3.7), si $\gamma = 4/3$, la valeur de M ne dépend pas de R : il n'est pas possible d'avoir une diversité de masse en variant le rayon des objets. L'équilibre n'est possible que pour une seule masse. Dans le cas des naines blanches, l'équation d'état tend seulement asymptotiquement vers $\gamma = 4/3$, c'est pour cela qu'une diversité de masse existe. Mais à très haute densité, $\gamma \lesssim 4/3$ et une seule masse est possible, donnée par (3.9) et appelée « masse de Chandrasekhar ».

Remarquons que si en théorie newtonienne la masse de Chandrasekhar est une masse limite obtenue lorsque $\rho \to \infty$ (et $\gamma \to 4/3$), en revanche lorsque l'on prend en compte les effets de la relativité générale, la masse maximale est atteinte pour une valeur finie de la densité centrale ($\rho_c = 2.7 \cdot 10^{13}$ kg $\cdot$ m^{-3}) qui est légèrement inférieure à la masse newtonienne donnée par (3.9) (voir Schatzman & Praderie 1990, chapitre VIII).

3.1.3 Les systèmes binaires

Taux d'accrétion

On définit la luminosité d'accrétion L_{acc} comme étant l'énergie cinétique $E_{\text{cin}} = GMm/R$ gagnée par la matière accrétée (à savoir la particule de masse m tombant sur le corps de masse M et de rayon R) par unité de temps.

$$L_{\text{acc}} = \frac{GM\dot{m}}{R} \tag{3.10}$$

où $\dot{m}$ est le taux d'accrétion.

Mais la luminosité d'un processus d'accrétion ne peut être arbitrairement grande, la pression de radiation du rayonnement électromagnétique émis finit par compenser entièrement la force de gravitation qui s'exerce sur la matière accrétée. Le taux d'accrétion atteint alors son maximum appelé « taux d'Eddington ». La luminosité correspondante est la « luminosité d'Eddington » :

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} \cdot M \tag{3.11}$$

où G est la constante de la gravitation, m_p la masse du proton, c la vitesse de la lumière et σ_T la section efficace de diffusion Thomson.

Le taux d'accrétion d'Eddington est obtenu en égalant (3.10) et (3.11) :

$$\dot{m}_{\rm Edd} = \frac{4\pi m_p c}{\sigma_T} \cdot R \tag{3.12}$$

Appliquons cela à une naine blanche. Le rayon est donné par (3.8), soit, en reportant dans (3.12) :

$$\dot{m}_{\rm Edd}^{\rm NB} = 1.335 \cdot 10^{-5} \left(\frac{Y_e}{0.5}\right)^{-5/3} \left(\frac{M}{1\ M_\odot}\right)^{-1/3} \ {\rm M}_\odot \cdot {\rm yr}^{-1} \tag{3.13}$$

3.2 La physique de l'explosion

3.2.1 Réactions nucléaires en milieu dégénéré

Considérons une variation positive $\delta\varepsilon$ du taux de production d'énergie nucléaire dans le cœur dégénéré. Si l'étoile est capable de décroître son taux de production d'énergie de façon à annuler le surplus $\delta\varepsilon$, alors les réactions thermonucléaires sont stables. Dans le cas contraire, les réactions en chaîne vont entraîner une augmentation rapide de la production d'énergie.

La conservation de l'énergie thermique

Soient ε le taux de production d'énergie thermique nucléaire par unité de masse, et $L(r)$ la puissance nette qui sort de la sphère de rayon r sous forme d'énergie thermique. Par ailleurs, l'évolution macroscopique de l'étoile correspond à un écart à l'équilibre thermique qui se traduit par une contraction ou une dilatation quasi-statique de l'étoile, la quantité de chaleur Q gagnée par unité de masse et de temps t est :

$$\dot{Q} = T \cdot \dot{S} \tag{3.14}$$

où S est l'entropie par unité de masse, et T la température (on note $\dot{X} = dX/dt$ pour alléger l'écriture). Ceci correspond à une perte pour l'alimentation du flux net, qui s'écrit alors :

$$\frac{dL(r)}{dm(r)} = \varepsilon - T \cdot \dot{S} \tag{3.15}$$

$m(r)$ étant la masse contenue dans la sphère de rayon r.

L'entropie étant une différentielle totale, on a la relation :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T dP \qquad \text{ou encore} \qquad \dot{S} = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P \dot{T} + \left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T \dot{P} \tag{3.16}$$

Par ailleurs, on peut écrire l'équation d'état sous la forme générale :

$$\frac{dP}{P} = \chi_T \cdot \frac{dT}{T} + \chi_\rho \cdot \frac{d\rho}{\rho} \qquad \text{ou encore} \qquad \frac{\dot{P}}{P} = \chi_T \cdot \frac{\dot{T}}{T} + \chi_\rho \cdot \frac{\dot{\rho}}{\rho}, \tag{3.17}$$

avec χ_T et χ_ρ, les compressibilités à volume constant et température constante, respectivement.

Compte tenu des relations suivantes entre les grandeurs thermodynamiques (l'entropie S, la température T, la pression P, la densité ρ, la capacité calorifique à pression constante c_p) :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P = \frac{c_p}{T} \tag{3.18}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = \frac{1}{\rho^2} \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P = -\frac{1}{\rho T}\frac{\chi_T}{\chi_\rho} \tag{3.19}$$

l'équation (3.15) devient :

$$\frac{dL(r)}{dm(r)} = \varepsilon - c_p\dot{T} + \frac{1}{\rho}\frac{\chi_T}{\chi_\rho}\cdot\dot{P} \tag{3.20}$$

Expansion ou contraction homologue

Considérons l'expansion (ou la contraction) homologue d'une coquille sphérique de rayon r (et contenant la masse m) : dans ce cas, la vitesse de la coquille $\dot{r}$ est proportionnelle à r, avec la même constante de proportionnalité pour toutes les coquilles au sein de l'étoile. On peut exprimer cela de la façon suivante :

$$\frac{\partial}{\partial m}\left(\frac{\partial \ln r}{\partial t}\right) = 0 \tag{3.21}$$

et, en changeant l'ordre des dérivées :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial r}{\partial m}\right) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{4\pi r^3\rho}\right) = \frac{1}{4\pi r^3\rho}\left(-3\frac{\dot{r}}{r} - \frac{\dot{\rho}}{\rho}\right) = 0 \tag{3.22}$$

soit :

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3\frac{\dot{r}}{r} \tag{3.23}$$

À partir de l'équation de l'équilibre hydrostatique, la pression s'exprime selon :

$$P = \int_0^m \frac{-Gm'}{4\pi r^4(m')}dm' \tag{3.24}$$

qui donne :

$$\dot{P} = \int_0^m \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{r^4}\right)\frac{-Gm'}{4\pi}dm' = -4\frac{\dot{r}}{r}\int_0^m \frac{-Gm'}{4\pi r^4}dm' \tag{3.25}$$

car $\dot{r}/r$ est constant à travers toute l'étoile. Ce qui donne :

$$\frac{\dot{P}}{P} = -4\frac{\dot{r}}{r} \tag{3.26}$$

En combinant (3.23) et (3.26) avec (3.17), on obtient :

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{4\chi_T}{4-3\chi_\rho}\cdot\frac{\dot{T}}{T} \tag{3.27}$$

Effet d'une perturbation

Reprenons notre surproduction $\delta\varepsilon$ d'énergie thermique. Celle-ci se répercute sur les autres grandeurs de la façon suivante :

$$T = T_o + \delta T \ ; \quad \rho = \rho_o + \delta\rho \ ; \quad P = P_o + \delta P \ ; \quad L = L_o + \delta L \ ; \quad \varepsilon = \varepsilon_o + \delta\varepsilon \ ; \quad r = r_o + \delta r.$$

On suppose que le cœur était à l'équilibre avant la perturbation :
$\dot{T}_o = \dot{P}_o = \dot{\rho}_o = \dot{r}_o = 0$.

Comme la perturbation a lieu dans un intervalle de temps très court, le changement de production d'énergie n'a pas le temps d'être évacué et $\delta L = 0$.

L'équation (3.20) devient ainsi :

$$\delta\varepsilon = c_p \cdot \delta\dot{T} - \frac{1}{\rho_o}\frac{\chi_T}{\chi_\rho} \cdot \delta\dot{P} = c_p \cdot \delta\dot{T} \cdot \left[1 - \frac{P_o}{c_p \rho_o T_o}\frac{\chi_T}{\chi_\rho} \cdot \frac{\delta\dot{P}/P_o}{\delta\dot{T}/T_o}\right] \tag{3.28}$$

tandis que (3.27) donne :

$$\frac{\delta\dot{P}}{P_o} = \frac{4\chi_T}{4 - 3\chi_\rho} \cdot \frac{\delta\dot{T}}{T_o} \tag{3.29}$$

En portant ceci dans (3.28), on obtient :

$$\delta\varepsilon = c_p \cdot \left(1 - \frac{P_o}{c_p \rho_o T_o}\frac{\chi_T^2}{\chi_\rho} \cdot \frac{4}{4 - 3\chi_\rho}\right) \cdot \delta\dot{T} = c^* \cdot \delta\dot{T} \tag{3.30}$$

où c^* représente la chaleur spécifique gravitationnelle par unité de masse.

Quand le cœur est un gaz parfait non dégénéré

L'équation d'état est $P = R\rho T$, R étant la constante des gaz parfaits, soit $\chi_T = 1$ et $\chi_\rho = 1$. La capacité calorifique d'un gaz monoatomique est $c_p = \frac{5}{2}R$; en remplaçant ces valeurs dans (3.30), cela donne :

$$\delta\dot{T} = -\frac{2}{3R} \cdot \delta\varepsilon \tag{3.31}$$

La chaleur spécifique gravitationnelle du système est alors négative : pour une surproduction d'énergie $\delta\varepsilon > 0$, la température va diminuer : $\delta\dot{T} < 0$. L'étoile régule ainsi les réactions thermonucléaires qui, de fait, sont stables.

Quand le cœur est un gaz dégénéré

L'équation d'état est polytropique, $P \propto \rho^{5/3}$ dans le cas non-relativiste, soit $\chi_T = 0$ et $\chi_\rho = 5/3$. La variation de température consécutive à l'augmentation de la production d'énergie est donc donnée par :

$$\delta\dot{T} = \frac{\delta\varepsilon}{c_p} \tag{3.32}$$

La capacité calorifique d'un gaz de Fermi d'électrons étant positive[4], La chaleur spécifique gravitationnelle est cette fois positive : plus il y a d'énergie produite, plus la température augmente. Comme le taux de production d'énergie thermonucléaire est donné par $\varepsilon \sim T^\nu$ (ν est un nombre positif relativement grand), les réactions s'emballent, les réactions de fusion sont donc instables.

3.2.2 L'hydrodynamique

Déflagration et détonation

Compte tenu de la très forte dépendance en température du taux de réaction nucléaire ($\sim T^{12}$) à $T \sim 10^{10}$ K, la combustion nucléaire pendant l'explosion est confinée dans de minces couches

[4]La capacité calorifique d'un gaz de Fermi d'électrons C_p est donnée par (Kittel 1969) :

$$c_p = \frac{1}{2}\pi^2 N k_B \frac{T}{T_e^F} \tag{3.33}$$

N est le nombre d'électrons dans le système considéré, k_B est la constante de Boltzmann, T_F est la température de Fermi.

microscopiques qui se propagent soit par conduction comme des déflagrations subsoniques, soit par onde de choc comme des détonations supersoniques.

Quand la température du combustible excède une certaine valeur critique à partir de laquelle la combustion se déclenche quasiment instantanément par rapport aux mouvements du fluide, une mince zone de réaction se forme à l'interface entre le matériau brûlé et non-brûlé. Elle se propage dans le combustible environnant par l'un des deux mécanismes permis par les conditions de saut de Rankine-Hugoniot : une déflagration (flamme) ou une détonation.

Si la surpression créée par la chaleur des produits de combustion est suffisamment importante, une onde de choc hydrodynamique se forme, brûlant le combustible par chauffage compressif. Un front de combustion auto-entretenu qui se propage par choc est appelé **détonation**. Les détonations se déplacent généralement à une vitesse supersonique ce qui empêche la matière non consumée d'entrer en expansion avant d'être brûlée.

Inversement, si la surpression est trop faible, le gradient de température à l'interface combustible-cendres se raidit jusqu'à ce qu'un équilibre entre la diffusion thermique (qui se fait essentiellement par collisions électron-ion) et la production d'énergie soit atteint. Le front de combustion résultant consiste en une zone de diffusion qui chauffe le combustible jusqu'à la température critique, suivie par une mince couche où le combustible est consumé, et l'énergie générée. Il s'agit d'une **déflagration** encore appelée tout simplement flamme, qui se déplace subsoniquement par rapport au matériau non consumé.

Pour plus de détails on pourra consulter Hillebrandt & Niemeyer (2000) et Landau & Lifchitz (1963).

L'instabilité de Rayleigh-Taylor

L'instabilité de Rayleigh-Taylor est un effet hydrodynamique important qui se produit quand un fluide lourd est accéléré dans un fluide plus léger. Elle a été mise en évidence pour un fluide dans un champ gravitationnel (tel que de l'eau sur de l'huile) par Lord Rayleigh en 1883 (Rayleigh 1883), et plus tard appliquée à tous les fluides accélérés par Sir Geoffrey Taylor en 1950 (Taylor 1950). Cette instabilité joue un rôle important à deux reprises au cours de l'évolution d'une supernova.

Tout d'abord, lors de l'explosion elle-même. Elle résulte de l'interaction au niveau du front de combustion entre le fluide chaud et moins dense, produit de la combustion, et le matériel encore dense, non consumé. Après plusieurs décennies de travail théorique et expérimental, l'instabilité non-linéaire et ses conséquences sur le mélange des fluides sont relativement bien comprises. Sujettes à l'instabilité de Rayleigh-Taylor, des petites perturbations de surface vont grossir jusqu'à former des bulles (ou « champignons ») qui vont « flotter » vers le haut, au sein du fluide dense, tandis que des doigts de fluides dense vont « tomber » (voir figure 3.3). Dans le régime non-linéaire, des bulles de toute taille vont interagir et créer une couche d'« écume » dont l'extension verticale croît avec le carré du temps (Hillebrandt & Niemeyer 2000).

Plus tard elle va jouer à nouveau un rôle lorsque la matière éjectée va interagir avec la matière circumstellaire : la matière en expansion constituant le fluide léger et chaud qui va être décéléré par collision avec la matière circumstellaire froide et dense.

3.3 Le paradigme actuel

3.3.1 Le scénario de base

Il est désormais assez couramment admis qu'une supernova de type Ia est le résultat de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche qui accrète de la matière au sein d'un système binaire. La

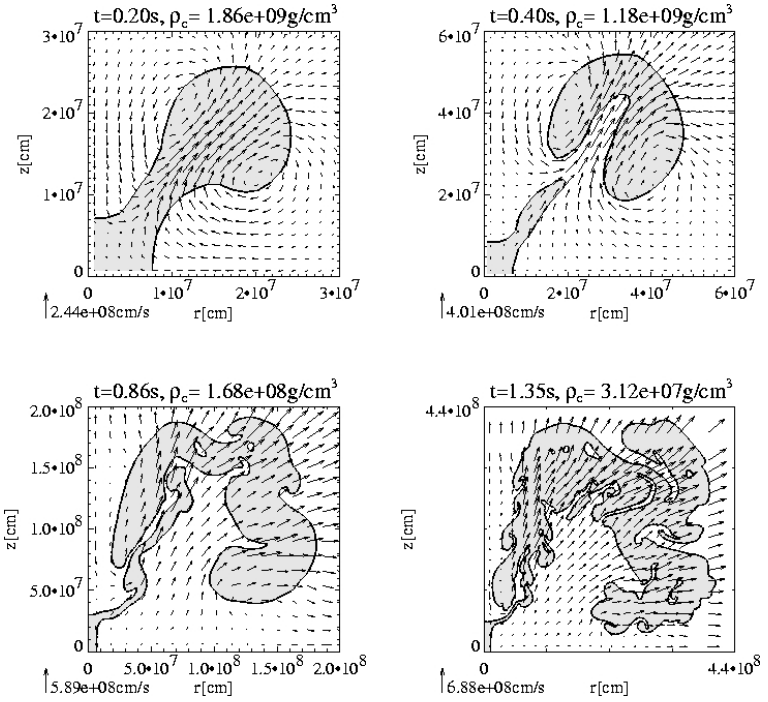


FIG. 3.3 : Simulation numérique de l'évolution temporelle de la forme du front de combustion et du champ de vitesse, en partant d'une instabilité initiale radiale. La forme en champignon typique de l'instabilité Rayleigh-Taylor développe des sous-structures, l'intensité de la turbulence devient plus élevée, accélérant la combustion nucléaire de par l'augmentation de la surface. La turbulence est présente à cause de la viscosité et d'un autre type d'instabilité hydrodynamique : l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui est à l'origine de la formation de « vagues » à l'interface entre deux fluides de vitesses et de densités différentes. Tiré de Reinecke et al. (1999).

matière accrétée est de l'hydrogène et/ou de l'hélium qui va « brûler » de manière stable à la surface de la naine blanche, augmentant ainsi progressivement sa masse sans changer sa composition initiale de carbone et d'oxygène. Si la masse de Chandrasekhar était atteinte, l'étoile deviendrait instable et s'effondrerait. Mais, comme nous nous l'avons vu au paragraphe 3.1.2, en vertu des effets relativistes, la masse de Chandrasekhar est atteinte pour une densité centrale de $2.7 \cdot 10^{13}$ kg $\cdot$ m^{-3}. Or le seuil pour la fusion du carbone est de quelques 10^{12} kg $\cdot$ m^{-3}. La fusion du carbone se déclenche donc avant que l'instabilité relativiste ne se produise.

Comme les réactions de fusion thermonucléaires sont instables dans un tel milieu dégénéré, la fusion du carbone entraîne une véritable explosion qui va détruire entièrement la naine blanche.

3.3.2 Quelques raffinements

Les simulations numériques confrontées aux observations permettent d'ores et déjà de tailler un chemin dans la jungle des différents modèles de progéniteurs et d'explosion...

La composition de la naine blanche au moment de l'explosion

En principe, la naine blanche qui accrète de la matière jusqu'à exploser pourrait être composée d'hélium, de carbone-oxygène ou d'oxygène-néon.

- Bien que, en accrétant de la matière, les naines blanches d'hélium puissent exploser par la combustion de l'hélium, la composition de la matière éjectée est totalement incompatible avec les observations.

- Les naines blanches d'oxygène-néon (générées par des étoiles de ~ 10 M$_\odot$) auraient plutôt tendance à s'effondrer sur elles-mêmes pour produire des étoiles à neutrons sous l'effet de l'accrétion de matière. Cet effondrement ne produit pas assez de nickel pour expliquer les

courbes de lumière observées (sauf peut-être pour les évènements très sous-lumineux comme SN 1991bg).

– Les naines blanches de carbone-oxygène sont formées dans les systèmes binaires à partir d'étoiles de la séquence principale jusqu'à 8 $M_\odot$. Elles sont donc relativement nombreuses. Dans l'intervalle de masse 0.8 – 1.2 $M_\odot$ et pour des taux d'accrétion $10^{-8} - 10^{-6}$ $M_\odot$/an, elles sont supposées produire la majorité des SNe Ia.

À quelle masse la naine blanche explose-t-elle ?

Deux classes de modèles coexistent : soit la naine blanche explose en atteignant la masse de Chandrasekhar, tandis que le carbone s'allume en son centre ; soit elle explose avant d'atteindre la masse de Chandrasekhar, sous l'effet de la combustion non-centrale de l'hélium.

⋆ **Allumage du carbone à la masse de Chandrasekhar :** il s'agit du « scénario standard », dans lequel la naine blanche accrète de la matière jusqu'à approcher la masse de Chandrasekhar. La combustion du carbone s'allume sous l'effet du passage d'une onde de chaleur, engendrée par la combustion stable du matériel accrété en surface. La fusion du carbone s'allume au centre de l'étoile, ou très près du centre. Elle est explosive comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.1 et débute un peu avant que l'objet compact n'atteigne la masse limite de Chandrasekhar et ne s'effondre sur lui-même. La combustion explosive peut théoriquement se propager du centre vers le bord de l'étoile selon trois processus :

une détonation : la première simulation de l'explosion d'une naine blanche à la masse de Chandrasekhar (Arnett 1969) supposait que la combustion thermonucléaire débutait comme une onde de détonation, consumant entièrement l'étoile à la vitesse du son. Comme il n'a pas le temps d'entrer en expansion avant d'être consumé, l'astre de carbone-oxygène est transformé presque entièrement en noyaux du pic du fer, sans produire une quantité significative d'éléments de masse intermédiaire, ce qui est en contradiction avec les observations (Filippenko 1997a ; Filippenko 1997b). Et ce d'autant plus que l'allumage d'une détonation au sein du milieu de haute densité qu'est le cœur d'une naine blanche est très improbable : elle aurait plutôt tendance à s'auto-étouffer (Kriminski et al. 1998).

une déflagration : une fois allumée, la flamme subsonique se charge de volutes créées par la turbulence, elle-même produite par les différentes instabilités hydrodynamiques, qui sont essentiellement l'instabilité de Rayleigh-Taylor (§3.2.2), et celle de Kelvin-Helmholtz. Cette dernière intervient à l'interface entre deux fluides de densités différentes et de vitesses différentes, provoquant l'apparition de « vagues ». C'est elle qui engendre la turbulence à la surface des bulles. L'un des modèles 1D ayant le plus de succès est le « W7 » de Nomoto et al. (1984), qui démontre clairement l'excellent accord des modèles de déflagration « rapide » avec les spectres et courbes de lumière observées. Les différents modèles s'accordent sur une vitesse du front de combustion de l'ordre de 30% de la vitesse du son. Une onde de pression engendrée par la combustion a donc le temps de se propager au-delà du front, provoquant l'expansion du matériau non encore consumé. Un problème subsiste avec les simulations 1D, la surproduction d'éléments du pic du fer riches en neutrons, qui pourrait être résolu par les simulations multidimensionnelles. Néanmoins, ces dernières sont encore limitées par des problèmes de résolution (Hillebrandt & Niemeyer 2000).

une détonation *dite retardée* : quelquefois dans les expériences terrestres, la déflagration turbulente se transforme spontanément en détonation (*Deflagration to Detonation Transition* ou DDT). Il fut suggéré (Khokhlov 1991 ; Woosley & Weaver 1994) que de telles

transitions pouvaient se produire dans les dernières phases de l'explosion d'une naine blanche à la masse de Chandrasekhar, fournissant ainsi une explication élégante pour la combustion lente initiale nécessaire pour que l'étoile entre en expansion (sa densité va donc décroître) avant le passage de l'onde de détonation, rapide, qui va produire une grande quantité d'éléments de masse intermédiaire de grande vitesse (figure 3.4). De nombreuses simulations à 1D ont dès lors démontré la capacité de ce scénario à reproduire les spectres et les courbes de lumière des SNe Ia (Höeflich & Khokhlov 1996), ainsi qu'une abondance raisonnable des produits de la nucléosynthèse par rapport aux abondances solaires. Dans les meilleurs modèles, la vitesse de la flamme initiale est assez lente (1% de la vitesse du son), et la transition entre la déflagration et la détonation s'effectue vers une densité de 10^{10} kg $\cdot$ m^{-3}. La masse totale de nickel produite par l'explosion dépend directement

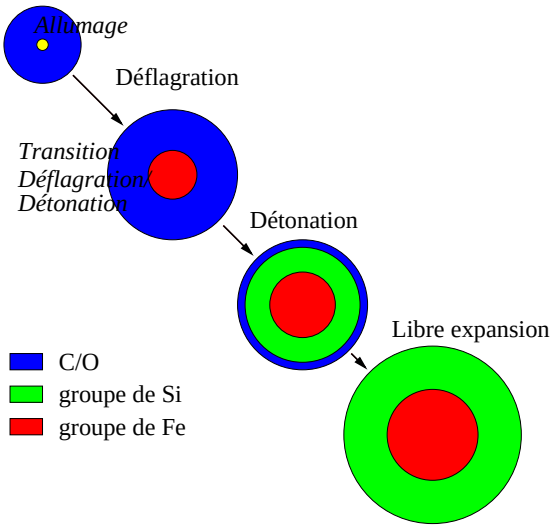


Fig. 3.4 : Schéma illustrant la transition entre déflagration et détonation au sein d'une naine blanche. D'après Khokhlov (1999).

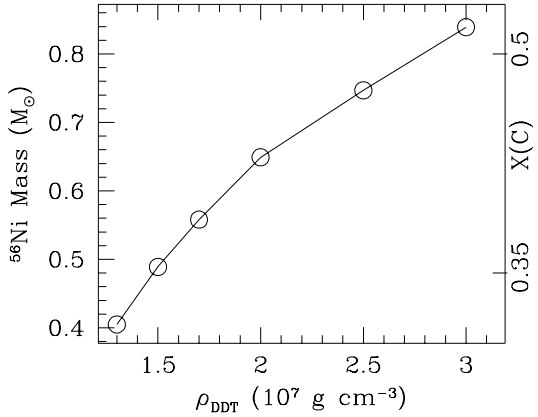


Fig. 3.5 : Masse de nickel produite dans le scénario détonation retardée, en fonction de la densité à laquelle a lieu la transition entre la déflagration et la détonation. La fraction de masse de carbone est donnée à titre indicatif, la relation entre cette dernière et la masse de nickel est toujours hypothétique (Umeda et al. 1999).

de cette densité de transition (voir figure 3.5) ; qui elle-même pourrait dépendre de la composition initiale, à savoir le rapport carbone sur oxygène (Umeda et al. 1999).

⋆ **Allumage de l'hélium avant d'atteindre la masse de Chandrasekhar :** une naine blanche de C-O peut accumuler une couche d'hélium de ∼0.15 M$_\odot$, la masse totale de l'étoile étant inférieure à la masse de Chandrasekhar. Dans ces conditions, l'hélium s'allume à la base de la couche accrétée et une onde de détonation se propage vers l'extérieur, à travers la couche d'hélium, tandis qu'une onde de compression se propage vers l'intérieur, allumant la combustion du carbone sur son passage dans une onde de détonation « secondaire » (Livne 1990). Le carbone s'allume alors, soit au centre de l'étoile, soit ailleurs (ce n'est pas encore très clair), et donne naissance à une onde de détonation se propageant vers l'extérieur. La nucléosynthèse et les courbes de lumière issues de ces modèles *sub-*M_{ch} ont été prospectées en 1D et sont à peu près en accord avec les observations, surtout avec les SNe Ia sous-lumineuses (Ruiz-Lapuente et al. 1993). La structure de leurs ejecta est caractérisée par une couche extérieure de nickel de d'hélium de haute vitesse, au-dessus des éléments de masse intermédiaire et du cœur de fer/nickel.

Les différents progéniteurs possibles

Deux scénarios ont été proposés quant aux systèmes stellaires susceptibles de donner naissance aux supernovæ de type Ia.

⋆ **Deux naines blanches en système binaire :** scénario dit « doublement dégénéré » dans lequel deux naines blanches de C-O en système binaire sont amenées à s'effondrer l'une sur l'autre par suite d'émission de rayonnement gravitationnel (Webbink 1984 ; Iben & Tutukov 1984). Une fois que la naine blanche la moins massive (mais qui a le plus grand rayon) remplit son lobe de Roche, elle est entièrement détruite en l'espace de quelques périodes orbitales, pour former un disque massif autour de l'étoile primaire. L'évolution ultérieure du système dépend du taux d'accrétion. Ce modèle a pour avantage d'expliquer naturellement l'absence d'hydrogène dans le spectre des SNe Ia. Il existe un certain nombre de tels systèmes qui sont répertoriés, dont 8 ont une période orbitale suffisamment petite (< 13 h) pour que la coalescence ait lieu dans un temps de Hubble. Parmi ces 8 systèmes, seul un (KPD 0422+5421) pourrait avoir une masse supérieure à la masse de Chandrasekhar ! Par ailleurs, il est fort possible que de tels systèmes aboutissent à un allumage du carbone non-central, suivi de la conversion de la naine blanche de C-O en naine blanche de O-Ne-Mg (Saio & Nomoto 1998), configuration gravitationnellement instable qui conduit à un effondrement induit par accrétion (*Accretion Induced Collapse* ou AIC), dont le résultat est une étoile à neutrons, plutôt qu'à une SN Ia (Saio & Nomoto 1985 ; Mochkovitch & Livio 1990). Si par ailleurs la masse totale du système excède la masse de Chandrasekhar, la coalescence entraîne l'effondrement en étoile à neutrons (Nomoto & Kondo 1991).

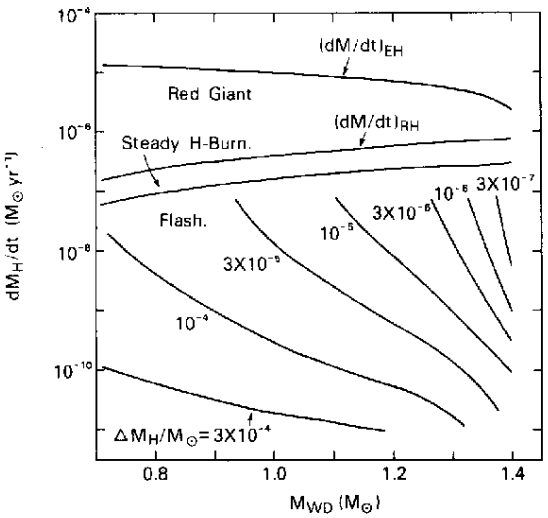
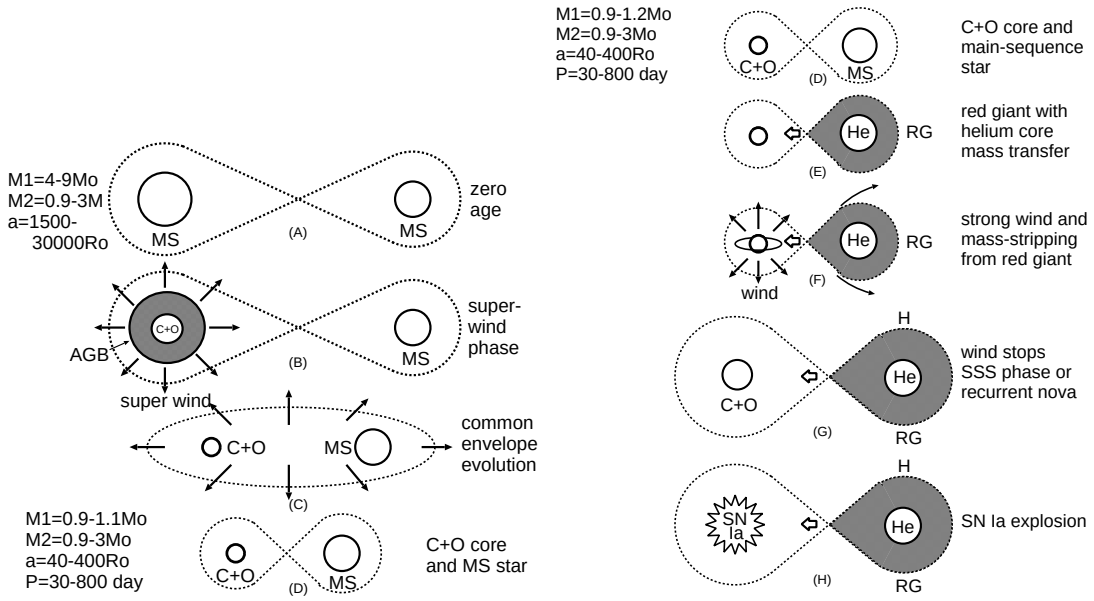


Fig. 3.6 : Le destin probable de naines blanches de différentes masses ($M_{\rm WD}$) accrétant de l'hydrogène au taux $dM_{\rm H}/dt$. La valeur $(dM/dt)_{\rm EH}$ est le taux critique d'Eddington (voir §3.1.3) pour l'hydrogène, et $(dM/dt)_{\rm RH}$ correspond au taux d'accrétion au-delà duquel une enveloppe de type géante rouge se forme (taux auquel se forme le cœur dégénéré dans les géantes rouges). Pour $(dM/dt)_{\rm RH} \leq dM_{\rm H}/dt \leq (dM/dt)_{\rm EH}$, l'accrétion conduit à la formation d'une enveloppe de type géante rouge. Pour $0.4 \cdot (dM/dt)_{\rm RH} \leq dM_{\rm H}/dt < (dM/dt)_{\rm RH}$, la couche résultante d'hydrogène brûle de manière stable et constante. Pour des taux d'accrétion plus faibles, la combustion de la couche d'hydrogène devient instable. La valeur $\Delta M_{\rm H}$ est la masse de l'enveloppe d'hydrogène accrétée au moment de l'allumage de l'hydrogène. (Tiré de Nomoto 1982).

⋆ **Naine blanche et compagnon non-dégénéré :** scénario dit « simplement dégénéré », dans lequel une naine blanche de C-O accrète de la matière riche en hydrogène ou riche en hélium depuis un compagnon non dégénéré. C'est le scénario qui semble le plus « raisonnable » actuellement. Cependant le taux d'accrétion entre la secondaire et la primaire, par l'intermédaire duquel la naine va accroître sa masse doit être situé dans un intervalle restreint de valeurs (figure 3.6). Si le taux d'accrétion d'hydrogène est trop petit ($\lesssim 10^{-8}$ M$_\odot$/an) la naine blanche va être le siège d'éruptions superficielles (nova) qui vont expulser plus de matière que l'accrétion ne permet d'en gagner : l'étoile ne peut donc pas accroître sa masse de cette

manière. Pour un taux d'accrétion modéré, entre 10^{-8} et $\sim 10^{-7}$ $M_\odot$/an, tandis que l'hélium peut s'accumuler (formant ainsi une couche d'hélium dégénéré), la naine blanche est l'objet de perte de masse à cause des « flashes » de la couche d'hélium (qui peuvent engendrer des explosions de type sub-Chandrasekhar). Ce n'est que dans une région étroite, autour de 10^{-7} $M_\odot$/an que l'hydrogène et l'hélium accrétés brûlent de façon stable, augmentant progressivement la masse de la naine blanche. Pour des taux d'accrétion élevés, supérieurs à quelques 10^{-7} $M_\odot$/an, la naine blanche va se dilater jusqu'à une configuration de type géante rouge, former une enveloppe commune englobant les deux étoiles. Celles-ci vont alors spiraler l'une vers l'autre, à cause des frottements visqueux importants, pour finalement aboutir éventuellement à un système binaire doublement dégénéré, après perte de masse (vents...) (Cassisi et al. 1998). D'après Hachisu (2001), la naine blanche pourrait commencer à souffler un fort vent au-delà du taux d'accrétion critique de quelques 10^{-7} $M_\odot$/an, empêchant ainsi la naine blanche de s'effondrer : la binaire garde alors sa séparation, l'hydrogène brûle de manière stable, et une couche d'hélium peut grossir à un rythme égal au taux critique. Le surplus accrété étant éjecté avec le vent. Cela augmente la région de l'espace des paramètres pour lesquels la naine blanche peut accroître sa masse.

Le progéniteur peut ainsi être soit une nova récurrente, soit une étoile symbiotique ou encore une source X dite *Super Soft X-ray Source*. Un **système symbiotique** est un système binaire,

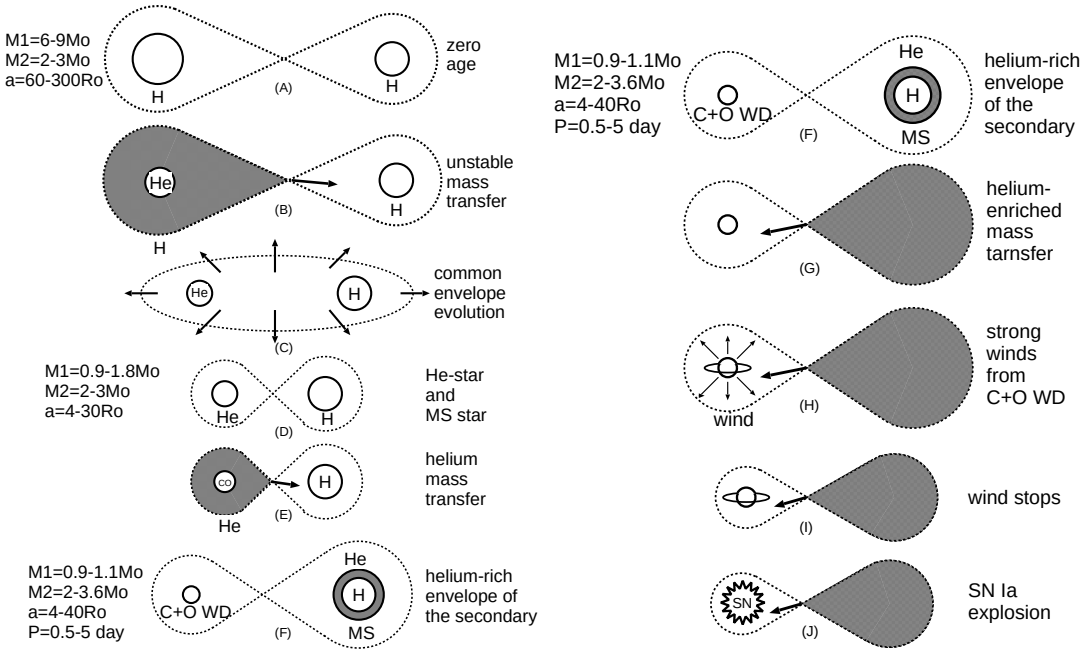


(a) Évolution précoce (b) Évolution tardive

Fig. 3.7 : Progéniteur de type étoile symbiotique (tiré de Hachisu 2001).

composé d'une géante rouge et d'un compagnon compact comme une naine blanche, qui accrète la matière perdue par l'étoile géante sous forme de vents. La période orbitale variant de quelques dizaines à quelques centaines de jours, la séparation de quelques dizaines à quelques centaines de rayons solaires (voir figure 3.7).

Une ***Super Soft X-ray Source*** est composée d'une naine blanche et d'un compagnon plus massif, étoile de la séquence principale remplissant son lobe de Roche. Dans ce cas, la période



(a) Évolution précoce (b) Évolution tardive

Fig. 3.8 : Progéniteur de type *Super Soft X-ray Source* (tiré de Hachisu 2001).

orbitale est plus petite, depuis une fraction de jour jusqu'à quelques jours, avec une séparation variant entre quelques rayons solaires et quelques dizaines de rayons solaires (voir figure 3.8). Les **novæ récurrentes** apparaissent comme des étapes dans les scénarios mettant en jeu les deux types de progéniteurs (Hachisu & Kato 2001).

3.4 Énergétique de l'explosion

L'énergie totale libérée par la combustion nucléaire est de l'ordre de $E_{\mathrm{SNIa}} \sim 10^{44}$ J, soit la fraction $E_{\mathrm{SNIa}}/Mc^2 \sim 5 \cdot 10^{-4}$ de la masse de la naine blanche.

L'énergie de liaison d'un polytrope est donnée par (Gourgoulhon 1999) :

$$E_{\mathrm{liais}} = -\frac{3\gamma - 4}{5\gamma - 6} \cdot \frac{GM^2}{R} \tag{3.34}$$

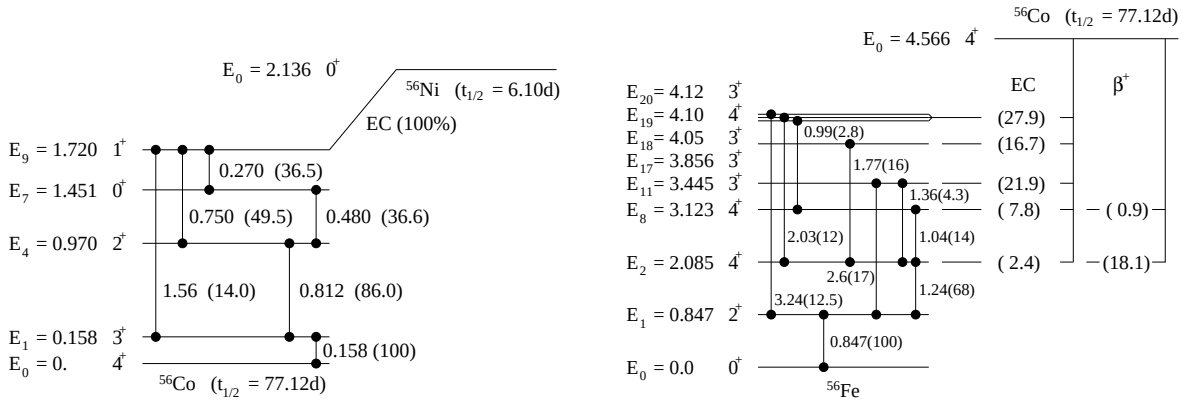
γ étant l'indice adiabatique. Dans le cas d'une naine blanche, l'énergie de liaison va être comprise entre $E_{\mathrm{liais}} = 0$ ($\gamma = 4/3$) et $E_{\mathrm{liais}} = -3/7\ GM^2/R$ ($\gamma = 5/3$). Pour $M = 1\ \mathrm{M}_\odot$ et $R = 5000$ km, l'énergie de liaison maximale est en valeur absolue $|E_{\mathrm{liais}}| \simeq 2 \cdot 10^{43}$ J.

Ainsi $E_{\mathrm{SNIa}} > |E_{\mathrm{liais}}|$, ce qui explique pourquoi la naine blanche peut être complètement détruite par l'explosion thermonucléaire.

Une supernova de type Ia ne produit qu'environ 1% de l'énergie produite par une supernova gravitationnelle, mais une grande partie de celle-ci est injectée dans l'énergie cinétique de la matière éjectée. Ainsi, l'énergie purement mécanique d'une SN Ia est du même ordre de grandeur que celle d'une SN II : $\sim 10^{44}$ J. Cette énergie étant concentrée dans une masse plus faible (1.4 $\mathrm{M}_\odot$ contre $\sim$ 10 $\mathrm{M}_\odot$ pour une SN II), la vitesse caractéristique des ejecta est plus élevée, 10 000 à 20 000 km·s^{-1}.

3.5 La courbe de lumière (théorie)

Les supernovæ de type Ia synthétisent des quantités significatives de ^{56}Ni, et leur courbe de lumière est alimentée par le dépôt dans les ejecta en expansion de photons gamma et de positons produit par la chaîne de décroissance ^{56}Ni→^{56}Co→^{56}Fe (voir figures 3.9).



(a) Le ^{56}Ni synthétisé par l'explosion décroît par capture électronique (EC) en ^{56}Co, avec une demi-vie de 6.10 jours.

(b) Le ^{56}Co issu du ^{56}Ni décroît à la fois par capture électronique (EC - 81%) et par radioactivité $\beta+$ (19%) en ^{56}Fe, stable, avec une demi-vie de 77.12 jours.

Fig. 3.9 : Schémas simplifiés des décroissances ^{56}Ni → ^{56}Co et ^{56}Co → ^{56}Fe. Les énergies E_i des transitions sont en MeV, i étant le numéro du niveau excité (pour l'état fondamental, $i = 0$). Les spins et parités sont également indiqués. On trouvera plus de détails sur cette chaîne de décroissance dans Nadoyozhin (1994).

3.5.1 La chaîne de décroissance ^{56}Ni→^{56}Co→^{56}Fe

Les photons γ issus de la réaction ^{56}Ni $\rightarrow^{56}$Co $+ \gamma + \nu_e$ emportent $Q_\gamma = 1.75$ MeV, et les neutrinos, $Q_{\nu_e} = 0.41$ MeV.

La décroissance du cobalt se fait soit par capture électronique : ^{56}Co $+ e^- \rightarrow^{56}$Fe $+ \gamma + \nu_e$ dans 81 % des cas, soit par décroissance β^+ : ^{56}Co $\rightarrow^{56}$Fe $+ e^+ + \gamma + \nu_e$ dans 19 % des cas. Les γ emportent $Q_\gamma = 3.61$ MeV, les positrons $Q_{\rm cin} = 0.12$ MeV d'énergie cinétique, et les neutrinos $Q_{\nu_e} = 0.84$ MeV.

Le taux d'énergie produite est donnée par :

$$\frac{dE}{dt} = Q_{Ni}\lambda_{Ni}N_{Ni} + Q_{Co}\lambda_{Co}N_{Co} \tag{3.35}$$

où $N_{Ni} = N_{Ni_0} \cdot e^{-\lambda_{Ni}t}$, $N_{Co} = N_{Ni_0} \cdot \frac{\lambda_{Ni}}{\lambda_{Ni}-\lambda_{Co}}(e^{-\lambda_{Co}t} - e^{-\lambda_{Ni}t})$, $\lambda_{Ni} = \ln 2/t_{1/2_{Ni}} = 0.113636$ jours^{-1} et $\lambda_{Co} = \ln 2/t_{1/2_{Co}} = 0.0089847$ jours^{-1}, $Q_{Ni} = Q_{\gamma_{Ni}}$ et $Q_{Co} = Q_{\gamma_{Co}} + Q_{\mathrm{cin}_{Co}}$.

Traduite en termes de magnitude relative, (3.35) donne :

$$-2.5\ \log\frac{dE}{dt} = C - 2.5\ \log\left[Q_{Ni}\lambda_{Ni}e^{-\lambda_{Ni}t} + Q_{Co}\lambda_{Co}\frac{\lambda_{Ni}}{\lambda_{Ni}-\lambda_{Co}}\left(e^{-\lambda_{Co}t} - e^{-\lambda_{Ni}t}\right)\right] \tag{3.36}$$

Cette relation est tracée sur la figure 3.10 à côté de la courbe de lumière dans la bande B. La similarité est frappante mais néanmoins en partie fortuite, la courbe de lumière dans la bande B ne

représentant qu'une fraction de l'énergie électromagnétique totale mise en œuvre[5]. Qui plus est, nous n'avons pas tenu compte des autres phénomènes affectant la courbe de lumière, telle la diffusion...

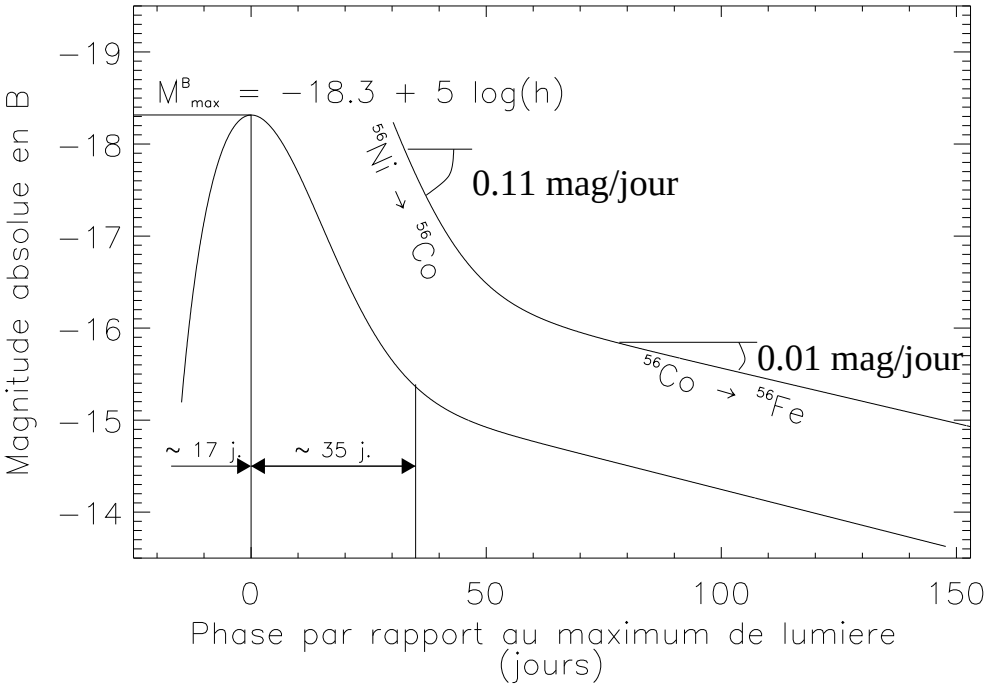


Fig. 3.10 : La courbe de lumière typique d'une supernova de type Ia, dans la bande B, comparée aux taux de décroissance radioactive du ^{56}Ni en ^{56}Co (de demi-vie 6.1 jours) et du ^{56}Co en ^{56}Fe (de demi-vie 77 jours).

Notons cependant que le pic observé en luminosité intervient environ 3 demi-vies après que le nickel ait été produit. Ceci est dû à la grande opacité des ejecta juste après l'explosion. L'énergie déposée par le nickel (sous forme de rayonnement γ) est néanmoins bien observée (en optique) plusieurs jours plus tard. Au-delà de 50 jours après le maximum, la courbe de lumière reflète parfaitement l'effet de décroissance du cobalt.

3.5.2 Courbe de lumière et transfert radiatif

La forme de la courbe de lumière près du maximum dépend essentiellement du fait que les photons optiques émis par le dépôt puis par la thermalisation des photons γ et des positons ne s'échappent pas immédiatement de la supernova. Ces photons doivent en fait d'abord se propager à travers les ejecta optiquement épais, où ils interagissent avec les raies spectrales et les électrons libres jusqu'à ce qu'ils soient décalés vers le rouge dans une région où l'opacité est moindre, auquel cas ils peuvent s'échapper.

Comme les photons mettent un temps fini à émerger des ejecta, à la suite de ce qui est essentiellement une « marche au hasard », immédiatement après l'explosion la luminosité de la supernova est inférieure à l'énergie déposée dans les ejecta. Le maximum de lumière a lieu quand le taux de dépôt des photons de haute énergie et le taux d'émission de photons optiques sont à peu près égaux

[5]La courbe de lumière bolométrique typique présente une première phase de décroissance après le maximum de lumière beaucoup moins rapide que celle observée dans la bande B : -0.04 mag/jour contre -0.11 mag/jour en B. De plus, elle est affectée d'une légère diminution de la décroissance autour de +20 à +30 jours, avant de refléter directement la décroissance du cobalt au-delà de +50 jours (Contardo et al. 2000).

(Arnett 1982). Le temps passant, le délai entre le dépôt d'énergie et l'émission des photons optiques devient de plus en plus court. Finalement, dans la phase nébulaire, le dépôt des photons γ devient moins efficace et les positons (qui transportent environ 3.5 % de l'énergie totale de décroissance), qui se déposent in situ si un faible champ magnétique est présent dans les ejecta, apportent une contribution significative à la courbe de lumière.

Les propriétés du maximum de la courbe de lumière d'une SN Ia ont été étudiées par Arnett (1982) ; il intervient quand les pertes par diffusion deviennent égales à l'énergie fournit par la radioactivité. Les caractéristiques principales en sont les suivantes :

- la luminosité au maximum de la courbe de lumière est proportionnelle à la masse de ^{56}Ni synthétisée ;
- la largeur τ_{LC} de la courbe de lumière dépend de la masse éjectée $M_{\rm ej}$ (c'est-à-dire la masse de la naine blanche, les SNe Ia n'étant pas supposées laisser un résidu), de l'énergie cinétique de l'explosion E_c et de l'opacité optique $\kappa_{\rm opt}$ comme suit :

$$\tau_{LC} \propto \kappa_{\rm opt}^{1/2} M_{\rm ej}^{3/4} E_c^{-1/4} \tag{3.37}$$

3.6 Qu'advient-il de l'étoile secondaire ?

Marietta et al. (2000) ont réalisé des simulations de l'impact d'une explosion de supernova de type Ia sur un compagnon qui serait soit une étoile de la séquence principale, soit une sous-géante, soit une géante rouge. Dans tous les cas de l'hydrogène et de l'hélium sont arrachés au compagnon, et se retrouve mélangé aux ejecta, sur un angle solide relativement important derrière l'étoile secondaire. Cependant, ce matériel arraché a une vitesse caractéristique relativement faible, moins de 1000 km·s^{-1}, par rapport à celle des principaux éléments autour du maximum de luminosité ($\sim$ 10 000 km·s^{-1}). Cet hydrogène et cet hélium seraient ainsi mélangés avec le fer de faible vitesse que l'on

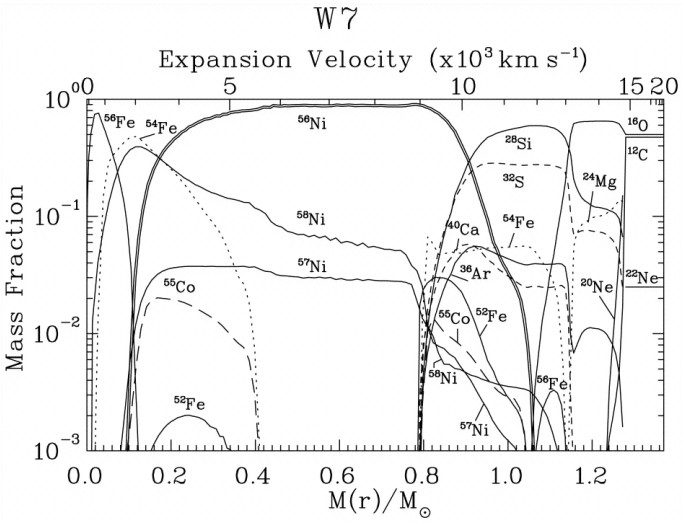


Fig. 3.11 : Composition des ejecta pour le modèle d'explosion W7. Pour chaque couche est indiquée la composition relative en masse, ainsi que la vitesse des éléments de cette couche. Tiré de Iwamoto et al. (1999).

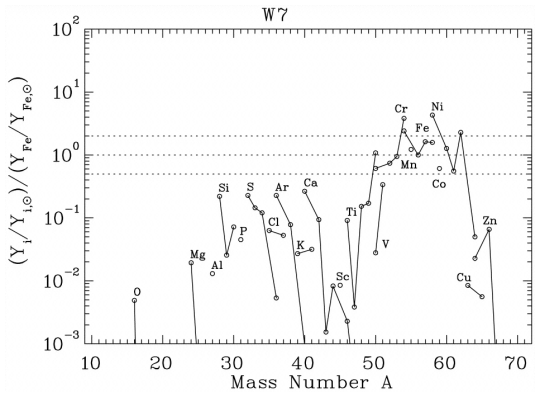


Fig. 3.12 : Abondances des éléments synthétisés par une SN Ia, calculées à partir du modèle W7. Les isotopes d'un même élément sont reliés par une ligne. Les abondances sont normalisées au ^{56}Fe. Tiré de Iwamoto et al. (1999).

observe dans les spectres en phase nébulaire. Ils pourraient ainsi être observés dans les spectres pris longtemps après le maximum, en tant que raies étroites.

L'impact du compagnon est de créer un trou d'ouverture environ 30° dans les ejecta, et donc une asymétrie.

3.7 Nucléosynthèse

La production d'éléments au sein d'une SN Ia est essentiellement le résultat de la fusion du carbone sous différentes conditions physiques (déflagration, détonation...). Ainsi, la déflagration va produire essentiellement des éléments du pic du fer. Les produits de nucléosynthèse d'une détonation seront différents en fonction de la densité à laquelle elle se produit. Si $\rho \gtrsim 10^{10}$ kg$\cdot$m^{-3} la détonation va produire surtout des éléments du pic du fer. Pour des densités plus faibles, elle produit des éléments de masse intermédiaire. Et si $\rho \sim 10^{9}$ kg $\cdot$ m^{-3} seul le carbone a le temps de brûler.

Pour reproduire les observations, la densité de transition déflagration/détonation doit se situer dans l'intervalle $(1-3)\cdot 10^{10}$ kg$\cdot$m^{-3} (Khokhlov 1999). Au-delà, aucun élément de masse intermédiaire n'est produit. En-deçà, il est difficile de produire une détonation. La masse de ^{56}Ni produite dépend beaucoup de cette densité de transition. Ainsi pour l'intervalle cité, la masse de nickel s'étend entre 0.1 $M_\odot$ et 0.7 $M_\odot$. Une telle sensibilité provient d'une combinaison entre une dépendance exponentielle des taux de réaction avec la température et de la dépendance de la chaleur spécifique de la matière dégénérée avec la densité.

Les figures 3.11 et 3.12 présentent respectivement une coupe des ejecta avec leur composition, et les abondances des divers éléments produits.

Chapitre 4

Supernovæ et cosmologie

Ce qui est admirable, ce n'est pas que le champ des étoiles soit si vaste, c'est que l'homme l'ait mesuré.
Anatole France

4.1 Qu'est-ce qu'une « chandelle standard »

Une chandelle standard est un objet dont la distance peut être mesurée en comparant le flux observé avec une luminosité connue par ailleurs.

4.1.1 L'échelle des distances

On trouvera ici un rapide résumé des différentes techniques (autres que l'utilisation des supernovæ de type Ia) de mesure des distances en astronomie, depuis la banlieue solaire jusqu'à l'Univers lointain.

Dans le voisinage solaire

La mesure des distances dans l'Univers commence dans le système solaire avec les lois de Kepler, par techniques radar pour les corps les plus proches de la Terre (comme Vénus), ou grâce aux diverses sondes automatiques sillonnant notre voisinage.

Pour ce qui est des étoiles les plus proches, on utilise le mouvement apparent qu'elles ont sur le ciel, reflet de la révolution de la Terre autour du Soleil, c'est la *parallaxe*, si brillamment utilisée par le satellite Hipparcos pour mesurer la distance de 120 000 étoiles.

Jusqu'aux étoiles lointaines

En corrélant les distances stellaires obtenues par parallaxes avec d'autre observables telles que le type spectral et la luminosité, on peut étendre la méthode aux étoiles plus lointaines. D'autres méthodes basées sur les propriétés physiques des étoiles et des amas d'étoiles sont utilisées avec plus ou moins de fiabilité. On peut citer la méthode de Bappu et Wilson (Wilson & Vainu Bappu 1957) qui ont trouvé une corrélation entre la largeur des raies H et K de Ca^+ et la magnitude apparente de l'etoile.

Certains types d'étoiles servent aussi d'étalons de distance. Les variables *RR Lyrae* ont ainsi les même flux intrinsèques et périodes entre 8 et 24 heures. Ce sont des étoiles de population[1] II situées sur la branche horizontale du diagramme H-R, qui brûlent de l'hélium. Elles ont à peu près la même luminosité ce qui en fait de bons indicateurs de distance, notamment pour les amas globulaires galactiques.

Dans le voisinage galactique

Un autre type de variables, les *Céphéïdes*[2] voient leur période de pulsation corrélée à leur luminosité. Ainsi la mesure de la période permet d'en déduire la luminosité, et de là la distance, connaissant son flux. Les Céphéïdes sont utilisées comme indicateurs de distance dits *primaires* et servent à calibrer les indicateurs secondaires tels les supernovæ. En effet leur luminosité intrinsèque étant relativement importante, celles-ci peuvent être observées dans les galaxies proches, jusque dans l'amas de la Vierge à 20 Mpc. Les Céphéïdes peuvent être des étoiles de population I ou de population II ; cependant celles de population II ont une plus courte période (entre 1 et 60 jours) que celles de population I, elles sont également moins brillantes de 1.5 magnitudes, et leur masse est inférieure à 1 $M_\odot$, ce qui en fait des Céphéïdes un peu spéciales, aussi appelées étoiles *W Virginis*.

Les novæ ont une magnitude absolue corrélée au taux de décroissance de la luminosité après une éruption. Le flux relativement grand d'une nova en fait un indicateur de distance utile dans les galaxies proches.

Le diamètre des brillantes régions HII (hydrogène ionisé) fournit aussi d'intéressants jalons pour mesurer la distance de ces galaxies.

Distances cosmologiques...

Nous citons ici les principales méthodes utilisées.

Relation de Tully-Fisher Il s'agit d'une relation empirique (Tully & Fisher 1977) qui relie la luminosité d'une galaxie spirale (ou irrégulière) à sa vitesse circulaire maximale. La vitesse maximale de rotation est généralement mesurée à partir de la largeur de la raie HI à 21 cm de la galaxie, qu'il faut corriger des effets d'inclinaison du disque sur la ligne de visée. La dispersion intrinsèque de cette méthode est estimée à $\sim 0.20 - 0.25$ mag (Sakai et al. 2000)

Loi de Faber-Jackson Elle s'applique aux galaxies elliptiques, pour lesquelles la dispersion de vitesse sur la ligne de visée est proportionnelle au logarithme de la luminosité (Faber & Jackson 1976). Dressler et al. (1987) ont amélioré cette relation en trouvant une corrélation entre D_n, le diamètre dans lequel la galaxie a une certaine brillance de surface, et σ la dispersion de vitesse. La précision de cette méthode (dite « $D_n - \sigma$ ») est à peu près identique à celle obtenue avec la

[1] La population II est une population stellaire que l'on rencontre dans les galaxies elliptiques, le bulbe des galaxies spirales, ou encore dans les amas globulaires. Ce sont en général des étoiles vieilles, de faible métallicité. La population complémentaire, dite population I est ainsi celle se trouvant dans les bras spiraux et le voisinage solaire. Ce sont des étoiles jeunes, de métallicité relativement élevée.

[2] Une variable Céphéïde est une étoile jeune de plusieurs masses solaires et d'environ 10^4 $L_\odot$ dont la luminosité change périodiquement (entre 1 et 100 jours). Tandis que le flux radiatif s'échappe de l'étoile, une partie des ions He^+ atmosphériques est ionisée en He^{++} augmentant ainsi l'opacité de l'atmosphère. La diminution de la transparence bloque le flux d'énergie et réchauffe le gaz. La pression augmente, repoussant l'enveloppe, l'étoile voit ainsi sa taille et sa luminosité augmenter. Mais alors que l'atmosphère entre en expansion, elle se refroidit, permettant aux ions He^{++} de regagner leur électron, diminuant ainsi l'opacité : l'atmosphère rétrécit à nouveau...

relation de Tully-Fisher pour les galaxies spirales. Plus généralement, les galaxies elliptiques voient leur diamètre effectif, leur dispersion de vitesse et leur brillance de surface centrale se répartir sur un plan dans l'espace tridimentionnel des paramètres. C'est le *Plan Fondamental des galaxies elliptiques.*

Fluctuations de la brillance de surface (SBF pour *Surface Brightness Fluctuations*) Il s'agit d'une méthode statistique basée sur le fait que la variance du flux cumulé de toutes les étoiles d'une galaxie dans un pixel est inversement proportionnelle au carré de la distance (Tonry & Schneider 1988). Cette méthode s'applique surtout aux galaxies elliptiques et aux bulbes des galaxies spirales qui ont une surface et une population stellaire uniformes.

Supernovae de type II Si on suppose que ces supernovæ émettent un rayonnement de corps noir, il suffit de déterminer la température de surface ainsi que la vitesse d'expansion pour obtenir la luminosité totale et la distance. Cette méthode dite « EPM » (*Expanding Photosphere Method*) repose sur une approximation grossière car les supernovæ ne sont pas des corps noirs (à cause des nombreuses raies larges qui sillonent leurs spectres), même si cela marche dans quelques cas. Une méthode plus rigoureuse est de modéliser le spectre, en combinant les données tant spectroscopiques que photométriques afin de déterminer la distance cherchée ; par ce biais il est possible de déterminer la distance de n'importe quel type de supernova (voir par exemple Nugent 2001). Encore faut-il pouvoir modéliser leur spectre suffisamment précisément.

4.1.2 Homogénéité et diversité au sein des SNe Ia

Les supernovæ de type Ia sont très similaires entre elles, autant au niveau de leurs spectres que de leurs courbes de lumières. Leur magnitude absolue au maximum de lumière est beaucoup moins dispersée que pour n'importe quelle autre sous-classe de supernova. Cette homogénéité d'un évènement à l'autre a conduit à s'en servir comme « chandelles standards ».

Néanmoins, l'existence de la SN Ia particulière SN 1986G, ainsi que l'apparition de deux autres SNe Ia très particulières (SN 1991T et SN 1991bg) la même année ont attiré l'attention sur la diversité existante au sein des supernovæ de type Ia. Compte tenu de ces outsiders, on peut tenter de classifier les SNe Ia soit comme étant normales, soit comme étant particulières et semblables à SN 1986G, SN 1991T ou SN 1991bg.

Une supernova de type Ia est dite « normale » si son spectre optique ressemble à celui de SN 1972E, SN 1981B, SN 1989B et SN 1992A.

Une SN Ia est « particulière » si une de ses caractéristiques spectrales diffère fortement de celle des « normales » pour une phase donnée. Ainsi les spectres de SN 1991T avant le maximum de lumière présentent des raies inhabituelles de Si II, S II et Ca II (normalement on observe ces raies dans les spectres après le maximum pendant quelques semaines), ainsi que de larges raies dues au Fe III (vers 4300 Å et 5000 Å). SN 1999aa est très similaire à SN 1991T, tout en ayant une forte raie en absorption à 3750 Å, probablement due à Ca II H et K.

Les principales singularités de SN 1991bg sont la présence au maximum de lumière d'une large absorption s'étendant de 4100 Å à 4400 Å, due au Ti II, et d'une aborption plus importante du Si II à 5800 Å par rapport à celle à 6150 Å.

SN 1986G est similaire à SN 1991bg, mais en moins extrême, le creux du Ti II étant moins prononcé. Compte tenu de tout ceci, on peut distinguer deux classes parmi les SNe Ia « particulières » : celles de type SN 1991bg, et celles de type SN 1991T.

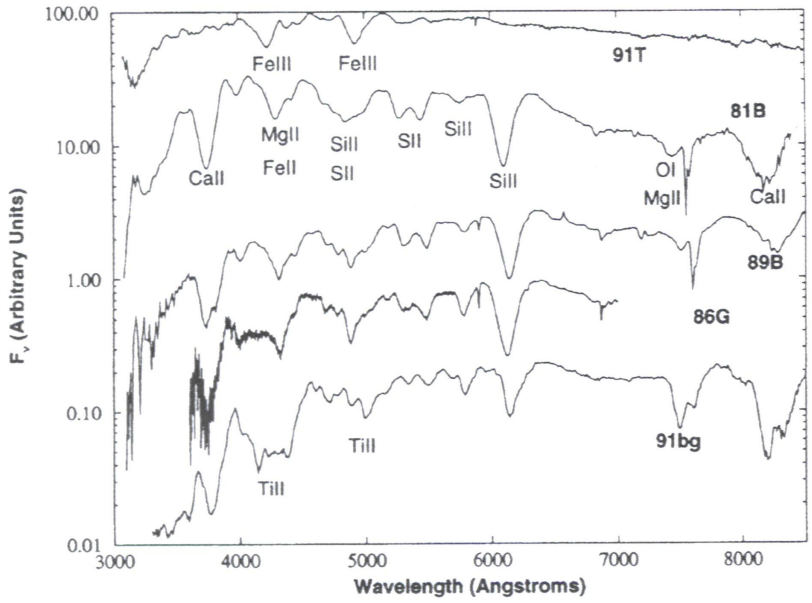


Fig. 4.1 : Comparaison des spectres autour du maximum de lumière de deux SNe Ia « normales » (SN 1981B et SN 1989B) et de trois SNe Ia « particulières » (SN 1991T, SN 1986G et SN 1991bg) (tiré de Branch et al. 1993).

Notons par ailleurs que la séquence spectrale que nous venons de définir se reflète sur la photométrie : les objets semblables à SN 1991T sont sur-lumineux (de ~ 0.4 mag en V), tandis que les objets comme SN 1991bg sont sous-lumineux (de ~ 2 mag en V).

À partir d'un échantillon homogène de 45 supernovæ proches Li et al. (2001) trouvent que les supernovæ particulières représentent 36 ± 9 %, dont 20 ± 7 % pour les objets semblables à SN 1991bg et 16 ± 6 pour ceux proches de SN 1991T. Tandis que Branch et al. (1993) trouvent entre 83 % et 89 % de « normales » sur un échantillon de 84 SNe Ia.

4.1.3 Standardisation des SNe Ia

Si on exclut des SNe Ia ces évènements particuliers, la population résiduelle (qui reste majoritaire à $\sim$ 65 %) est particulièrement homogène. Mais néanmoins même au sein de ces supernovæ « normales » des différences sont observées tant dans le spectre que dans la courbe de lumière. Le maximum de lumière présente ainsi une dispersion de ~ 0.5 mag en B, ce qui est rédhibitoire pour faire de ces objets des indicateurs de distance suffisamment précis. Une erreur de 0.5 magnitude correspond à une différence de 46 % en flux[3] soit une dispersion de 23 % sur la distance !

Corrélation entre la luminosité au maximum et le taux de décroissance de la courbe de lumière : effet « Phillips »

La nature faisant bien les choses, on s'est aperçu au début des années 1990 (Phillips 1993) que la variation en luminosité est corrélée à la forme de la courbe de lumière, fournissant ainsi un moyen de calibrer la luminosité au maximum des SNe Ia.

[3]En notant le flux f et la magnitude m, on a $\sigma_f/f = 0.4 \ln 10 \cdot \sigma_m$. Si d est la distance, $\sigma_d/d = 0.5 \cdot \sigma_f/f$.

Pour quantifier cette observation, Phillips (1993) a introduit le paramètre Δm_{15}, souvent déterminé pour la bande B :

$$\Delta m_{15}^B = m_B(t_{\max}^B) - m_B(t_{\max}^B + 15 \text{ jours}) \tag{4.1}$$

où $t_{\max}^B$ fait référence à l'époque du maximum de lumière dans la bande B.

Compte tenu de cette corrélation observationnelle, la luminosité au maximum peut-être corrigée pour atteindre une dispersion de seulement 0.2 mag (Hamuy et al. 1996c). Hamuy et al. (1996b) obtiennent les relations suivantes pour un lot de plus de 20 supernovæ proches issues du relevé Calán/Tololo (Hamuy et al. 1996a) :

$$M_{\max}^B - 5 \cdot \log h = (-18.323 \pm 0.048) + (0.784 \pm 0.182)[\Delta m_{15}^B - 1.1] \quad \sigma = 0.17 \text{ mag} \tag{4.2}$$

$$M_{\max}^V - 5 \cdot \log h = (-18.332 \pm 0.042) + (0.707 \pm 0.150)[\Delta m_{15}^B - 1.1] \quad \sigma = 0.14 \text{ mag} \tag{4.3}$$

$$M_{\max}^I - 5 \cdot \log h = (-18.058 \pm 0.044) + (0.575 \pm 0.178)[\Delta m_{15}^B - 1.1] \quad \sigma = 0.13 \text{ mag} \tag{4.4}$$

Ainsi, *plus la supernova est lumineuse au maximum dans les bandes B et V, plus le déclin de sa courbe de lumière est lent* (voir figure 4.2). Dans la bande R, les plus lumineuses présentent un épaulement après le maximum, épaulement qui s'amplifie vers les plus grandes longueurs d'onde, pour donner un second maximum en bande I (voir figure 1.5).

Remarquons qu'il semble exister une corrélation entre le taux de décroissance et le type de la galaxie hôte ; les plus lumineuses — $\Delta m_{15} \lesssim 1.2$ — étant dans les spirales, les moins lumineuses — $\Delta m_{15} \gtrsim 1.2$ — plutôt dans les elliptiques (Parodi et al. 2000).

Corrélation entre la luminosité et la couleur au maximum

Tripp & Branch (1999) utilisent deux paramètres pour « standardiser » la luminosité des supernovæ : le taux de décroissance Δm_{15}^B d'une part, et la couleur $B-V$ au maximum, d'autre part. Ils obtiennent ainsi une corrélation non négligeable avec la couleur :

$$M_{\max}^B - 5 \cdot \log h = -18.39 + 0.482 \cdot [\Delta m_{15}^B - 1.1] + 1.876 \cdot (B-V)_{\max} \tag{4.5}$$

Cette correction en couleur tient compte à la fois du rougissement interstellaire au niveau de la galaxie hôte de la supernova [3], mais aussi d'une éventuelle différence de couleur entre les différentes supernovæ.

Phillips et al. (1999) utilisent la « coïncidence » observationnelle qui veut que la couleur $B-V$ des SNe Ia évolue de la même manière entre 30 et 90 jours après le maximum, pour mesurer l'extinction par la galaxie hôte, et ainsi en déduire la variation de la couleur avec la magnitude absolue au maximum. Ils concluent ainsi que la corrélation entre la magnitude au maximum et la couleur provient uniquement de l'absorption par la galaxie hôte (voir figure 4.3). Mais Parodi et al. (2000) arguent que leur estimation du rougissement est surévaluée, ce qui laisse de la place pour une couleur intrinsèque.

[3] La présence de gaz ou poussières interstellaires sur la ligne de visée de la supernova observée provoque une absorption qui diminue avec la longueur d'onde de la lumière reçue. C'est l'effet de *rougissement*. Si on connaît par ailleurs la couleur intrinsèque de l'objet observé, on peut mesuré le rougissement comme étant $E(B-V) = (B-V)_{\text{obs}} - (B-V)_o$. Bien souvent, la couleur intrinsèque n'est pas bien connue, d'autant plus que dans le cas des supernovæ elle varie avec la phase (voir §1.1.3). Si le rougissement provoqué par notre Galaxie est relativement bien connu (voir §B.3), en revanche il est délicat de séparer le rougissement dû à la galaxie hôte d'une différence de couleur intrinsèque aux supernovæ.

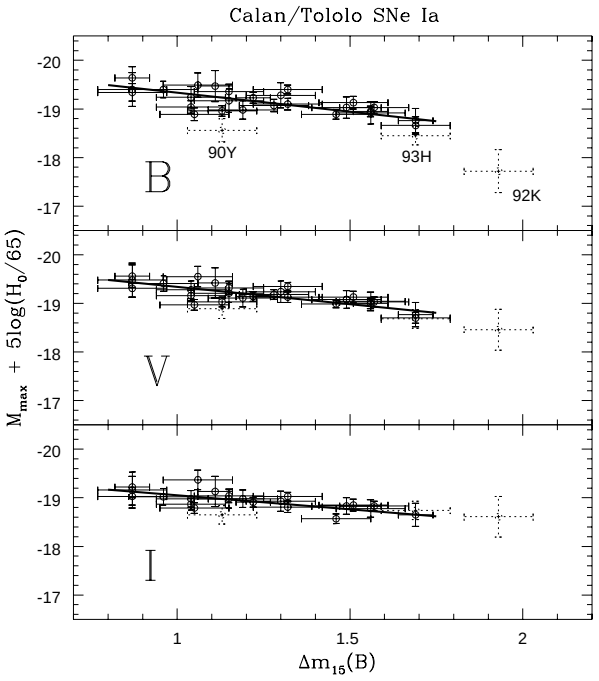


Fig. 4.2 : La magnitude absolue dans les bandes B, V et I, en fonction du paramètre de forme, Δm_{15}^{B}. La supernova SN 1992K, intrinsèquement rouge et sous-lumineuse n'est pas incluse dans l'ajustement. Tiré de Hamuy et al. 1996b.

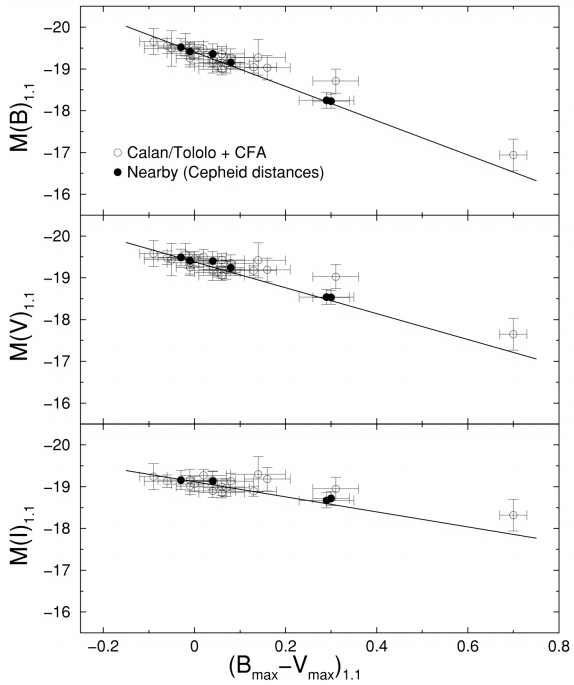


Fig. 4.3 : Magnitude absolue de SNe Ia tracée en fonction de la couleur $(B_{\max} - V_{\max})$. La magnitude absolue est déterminée à l'aide d'un échantillon calibré par des Céphéïdes, en supposant que $H_0 = 63.3\ \mathrm{km \cdot s^{-1} \cdot Mpc^{-1}}$. La dépendance de la magnitude absolue et de la couleur avec le taux de décroissance a été supprimée ici. Le rougissement galactique (donné par (B.2)) est indiqué par les droites ; on constate qu'elles ajustent plutôt bien les données, ce qui laisse à penser que la poussière que contiennent les galaxies hôtes a des propriétés similaires, en moyenne, à la poussière de notre Galaxie. Tiré de Phillips et al. 1999.

La méthode MLCS : « Multicolor Light Curve Shape »

Riess et al. (1996) ont introduit une caractérisation alternative, dans laquelle un « patron correctif » est ajouté ou soustrait à un patron standard, ce qui a pour effet d'élargir ou de rétrécir les épaulements de la courbe de lumière et donc de faire varier son échelle de temps, et ce dans les bandes B, V, R et I, tout en tenant compte de l'absorption par la galaxie hôte. Cette méthode est basée sur un échantillon de 9 supernovæ proches dont les mesures d'extinction et de distance souffrent d'incertitudes. Néanmoins, une nouvelle analyse de la méthode en B et V à l'aide d'un échantillon plus important par Riess et al. (1998) donne une meilleure précision.

Un seul paramètre d'étirement : le « stretch factor »

Pour sa part le *Supernova Cosmology Project* paramétrise l'ensemble de la courbe de lumière, en étirant ou en contractant linéairement l'échelle de temps d'une courbe de lumière patron ($t_{\text{observé}} = s \times t_{\text{patron}}$) par un *facteur d'étirement* s (« *stretch factor* ») (Perlmutter et al. 1997 ; Perlmutter et al. 1999). Cette méthode fonctionne seulement pour les bandes U, B et V (les courbes de lumière dans les bandes R et I présentent un épaulement plus ou moins proéminent), depuis 20 jours avant

le maximum jusqu'à 40 jours après.

De plus il existe une corrélation entre la magnitude absolue en B au maximum M_B et le facteur d'étirement s :

$$M_B = M_B(s=1) - \alpha_B \cdot (s-1), \tag{4.6}$$

Comparaison des trois méthodes

Leibundgut (2000) compare les trois méthodes de correction de la forme de la courbe de lumière en traçant la correction en magnitude apportée par les méthodes « MLCS » et « facteur d'étirement » en fonction de celle apportée par le Δm_{15} : un écart significatif entre les méthodes est ainsi mis en évidence :

$$\Delta m^{(MLCS)} = 0.77 \pm 0.13 \ \Delta m^{(\Delta m_{15})} + 0.25 \pm 0.04 \tag{4.7}$$

$$\Delta m^{(stretchfactor)} = 0.29 \pm 0.04 \ \Delta m^{(\Delta m_{15})} - 0.03 \pm 0.01 \tag{4.8}$$

pour $\Delta m^{(\Delta m_{15})} \in [-0.2; 0.7]$; Δm est la correction en magnitude pour diverses méthodes.

Il est donc important d'étudier ces diverses paramétrisations avec des lots de supernovæ homogènes plus important.

Autres corrélations

Il est également possible que certaines caractéristiques spectrales comme la vitesse d'éjection de certains éléments, la profondeur d'une raie, etc, puissent être corrélées avec le taux de décroissance de la courbe de lumière (voir par exemple Nugent et al. 1995b).

L'origine physique de la corrélation entre luminosité et taux de décroissance

Nous avons vu au §3.5 que la largeur de la courbe de lumière d'une SN Ia dépend de l'énergie cinétique de l'explosion, de la masse éjectée et de l'opacité (équation 3.37).

À partir d'arguments tant théoriques qu'observationnels, Mazzali et al. (2001) suggèrent que l'énergie cinétique et la masse éjectée ne peuvent pas intervenir pour expliquer les variations de la largeur de la courbe de lumière observées. Ainsi seule l'opacité peut varier pour expliquer cette corrélation observationnelle.

Hoeflich et al. (1996) suggèrent qu'une surproduction de ^{56}Ni engendre plus de chaleur, et donc une opacité plus importante.

Mazzali et al. (2001) objectent que, comme la plupart du ^{56}Ni n'est pas mélangé, une augmentation de la production de ^{56}Ni ne se répercute pas immédiatement sur une hausse de la température. Ils explorent pour leur part le fait que l'opacité des ejecta est dominée par l'opacité des raies des espèces de faible ionisation, et donc du nombre de raies présentes pour ces éléments. Ainsi les éléments du groupe du fer (Fe I-Fe III, Co I-Co III, Ni I-Ni III etc.) pourraient être les principaux responsables de l'opacité des ejecta. Une variation de leur abondance $X_{\text{Fe-gp}}$ (et donc de la masse de nickel) engendre alors la variation de l'opacité τ_{LC} recherchée, avec au premier ordre $\tau_{LC} \propto X_{\text{Fe-gp}}$. Ainsi, plus la masse de nickel fabriquée est importante, plus $X_{\text{Fe-gp}}$ est grand, et donc plus l'opacité est grande.

Dans tous les cas, il semble à peu près admis qu'une masse de nickel produite plus importante engendre une plus grande opacité. Dans ce cas, les photons ont plus de mal à s'échapper, d'où une décroissance plus lente de la courbe de lumière, ce qui correspond à ce que l'on observe (voir figure

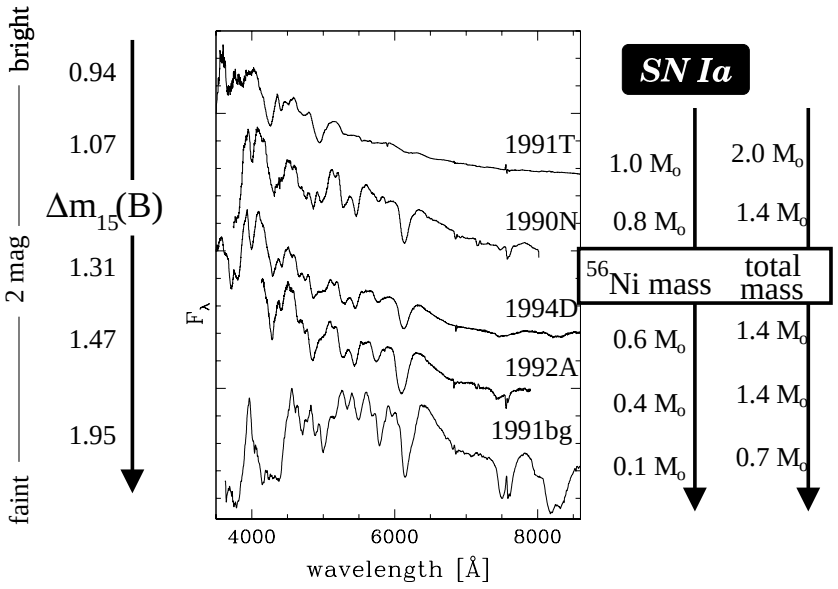


Fig. 4.4 : Variation de la masse de nickel produite pour quelques SNe Ia, avec le taux de décroissance de la courbe de lumière Δm_{15} (tiré de Cappellaro & Turatto 2000).

4.4) : quand la masse de nickel produite augmente, le taux de décroissance de la courbe de lumière est plus faible.

Ceci étant, les simulations numériques n'arrivent pas encore à reproduire précisément la relation observationnelle.

4.2 Mesure de la constante de Hubble H_0

Les supernovæ dites *proches* — c'est-à-dire suffisamment loin pour être dans l'écoulement de Hubble (en anglais, *Hubble flow*), et ainsi ne pas être affectées par un champ de vitesse particulière, mais néanmoins pas trop distantes afin que leur distance de luminosité (A.21) ne dépende pas trop des effets de relativité générale (quantifiés par les paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_Λ) — sont utilisées pour mesurer la constante de Hubble H_0.

4.2.1 L'intervalle de décalage spectral

Au premier ordre, le redshift z est donné par $z = v/c$, v étant la vitesse radiale de l'objet observé. Les galaxies sont animées de vitesses dites *particulières* plus ou moins importantes selon le potentiel gravitationnel présent dans leur entourage. Ces vitesses sont de l'ordre de 600 km/s (correspondant à un décalage spectral de 0.002). L'écoulement de Hubble, quant à lui, est atteint quand la vitesse due à l'expansion devient prédominante, soit typiquement pour $v > 6000$ km/s ($z > 0.02$).

On commence à pouvoir distinguer entre les différents modèles relativistes à partir d'un décalage spectral de ~ 0.1 pour une précision de ~ 0.1 mag.

Donc, typiquement, l'intervalle de décalage spectral qui nous intéresse pour mesurer la vitesse de l'expansion est environ $[0.02 - 0.1]$.

Les supernovæ « standardisées » sont placées dans le diagramme de Hubble (voir §A.3) à leur maximum de lumière dans la bande B ou V. Leur magnitude absolue doit cependant avoir été calibrée auparavant.

4.2.2 L'étalonnage de la luminosité au maximum

L'obtention de la luminosité au maximum requiert la mise en place de toute une échelle dont les différent barreaux sont plus ou moins bien ajustés. Un élément essentiel est donné par les etoiles variables Céphéïdes (voir §4.1.1) qui servent de premier jalon. La relation période-luminosité (PL) qui les caractérise est étalonnée à partir des variables que l'on trouve dans la Voie Lactée ou plutôt dans le Grand Nuage de Magellan (LMC). Si le satellite Hipparcos a mesuré la parallaxe de plus de 150 Céphéïdes galactiques, celles-ci souffrent d'une extinction importante qui peut provoquer une incertitude systématique sur le point zéro de la relation PL. En revanche le LMC est sujet à une extinction moindre, et contient une multitude de Céphéïdes. L'incertitude, dans ce cas, repose sur la distance du LMC qui est incertaine à hauteur de 5 à 10% (voir la revue de Tanvir (1998) sur le sujet).

Une fois la relation PL étalonnée, il est aisé d'en déduire la distance des galaxies du Groupe Local dans lesquels on observe des Céphéïdes. Il suffit de repérer une SNIa dans ces mêmes galaxies, donc à la même distance, pour étalonner la luminosité de ces dernières. Actuellement une petite dizaine de SNe Ia « normales » sont étalonnées de cette manière (Saha et al. 2001).

Il faut cependant noter que les Céphéïdes les plus brillantes sont des étoiles jeunes, de population I, qui se trouvent dans les galaxies spirales. Il reste à démontrer que ces supernovæ étalonnées sont identiques aux supernovæ lointaines que l'ont trouve également dans les galaxies elliptiques.

4.2.3 La vitesse de l'expansion

En traçant la magnitude corrigée en fonction du redshift, et en ajustant avec la relation (A.28) en ayant préalablement fixé le modèle cosmologique, on en déduit la constante de Hubble H_0. De nombreux auteurs en donnent une estimation, mais tous se basent à peu près sur les mêmes données (SNe Ia proches et Céphéïdes), seules les méthodes diffèrent. Je ne vais pas donner une liste exhaustive des valeurs publiées, mais plutôt m'attarder sur celles obtenues par le *Hubble Key Project*.

Ce projet, qui a débuté au début des années 1990 avec le lancement du télescope spatial Hubble, avait pour ambition de découvrir des Céphéïdes afin de déterminer les distances d'un échantillon de galaxies proches ($\lesssim 20$ Mpc) et d'établir une échelle des distances locales précise. Les résultats finaux, concernant la mesure de la constante de Hubble par l'intermédiaire de différentes méthodes (les SNe Ia, la relation de Tully-Fisher, le plan fondamental pour les galaxies elliptiques, les fluctuations de brillance de surface et les SNe II) sont publiés par Freedman et al. (2001). Le résultat obtenu avec 36 supernovæ de type Ia est : $H_o = 71 \pm 2 \pm 6$ km $\cdot$ s^{-1} $\cdot$ Mpc^{-1}.

4.3 Mesure de la densité de matière et de la constante cosmologique

En utilisant des supernovæ plus lointaines ($z \gtrsim 0.2$) il devient possible de mesurer le paramètre d'accélération q_0, ou plus exactement une combinaison linéaire entre la densité de matière Ω_{M_o} et la densité de constante cosmologique Ω_{Λ_0}. Goobar & Perlmutter (1995) montrent que l'on peut déterminer Ω_{M_o} et Ω_{Λ_0} de manière indépendante si l'échantillon de SNe est conséquent, et l'intervalle de décalage spectral suffisamment grand.

Le principe consiste à placer les supernovæ dans un diagramme de Hubble. Bien que de nombreux résultats concernant la mesure des paramètres cosmologiques basés sur d'autres « sondes » cosmo-

logiques (le fond de rayonnement micro-onde — CMB (Jaffe et al. 2001 ; de Bernardis et al. 2002) ou les amas de galaxies (Peacock et al. 2001 ; Efstathiou et al. 2002)...) sont désormais disponibles, le diagramme de Hubble des SNe Ia fournit en principe la seule mesure indépendamment de tout modèle.

4.3.1 Résultats

À l'heure actuelle deux groupes ont obtenu des résultats sur la mesure de ces paramètres cosmologiques à l'aide de supernovæ lointaines. Il s'agit du *Supernova Cosmology Project* (voir §7.3.1) et du *High-Z Supernova Search Team* (voir §7.3.2).

Les deux groupes obtiennent tous deux le même résultat, à savoir un Univers en expansion accélérée avec une constante cosmologique positive (Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999).

Le SCP utilise 42 SNe dont les décalages spectraux s'échelonnent entre 0.17 et 0.83, et fournit le résultat : $0.8\ \Omega_{M_o} - 0.6\ \Omega_{\Lambda_0} = -0.2 \pm 0.1$ ou encore $\Omega_{M_o} = 0.28^{+0.09\ +0.05}_{-0.08\ -0.04}$ si $\Omega_o = 1$ (figures 4.5 et 4.7).

Le résultat du HZT est basé sur 16 SNe réparties entre $z = 0.16$ et $z = 0.97$, et donne $\Omega_{M_o} = 0.24 \pm 0.1$ si $\Omega_o = 1$ (figures 4.6 et 4.8).

Les deux analyses sont indépendantes, même si elles comprennent quelques données (deux SNe distantes et 18 SNe proches — celles du relevé Calán-Tololo) en commun. La méthode de calcul des corrections K est également identique. Bien que l'échantillon du SCP soit statistiquement plus important, les barres d'erreurs y sont plus importantes, ce qui conduit à peu près à la même incertitude finale.

4.3.2 Incertitudes systématiques

Évolution

L'effet auquel on pense spontanément est l'évolution possible des supernovæ de type Ia avec le temps cosmique : il suffirait que les SNe lointaines soient 25 % intrinsèquement moins brillantes que les proches pour que la constante cosmologique s'évapore. Évolution qui pourrait être due à des différences de métallicité, de masse du progéniteur, ou de quelque autre facteur, et engendrant une luminosité au maximum de ces objets différente entre ceux observés dans l'Univers local et ceux observés dans l'Univers lointain. Il est difficile de mesurer directement la luminosité au maximum des SNe Ia lointaines, ce qui permettrait de tester sans ambiguïté la validité de l'hypothèse sous-jacente. Cependant, on peut vérifier la constance d'autres observables entre l'Univers lointain et l'Univers local ; si elles diffèrent, il est fort probable que la luminosité au maximum soit également affectée. Ainsi Hoeflich et al. (1998) montrent que si la métallicité varie d'un facteur ~ 3 ou bien le rapport C/O de 33 %, la luminosité au maximum peut s'en trouver affectée de ~ 0.3 mag !

La figure 4.9 illustre le fait qu'aucune différence n'est actuellement clairement observée entre le spectre des SNe Ia lointaines et celui des SNe Ia proches.

Un autre test est de déterminer le temps de montée (depuis l'explosion jusqu'au maximum de lumière) pour les deux populations. Une différence pourrait indiquer que la luminosité au maximum est également différente. Actuellement rien de significatif n'est observé (Aldering et al. 2000).

Seules les observations à venir d'échantillons important de supernovæ proches et lointaines bien mesurées permettront de lever le voile sur cet aspect.

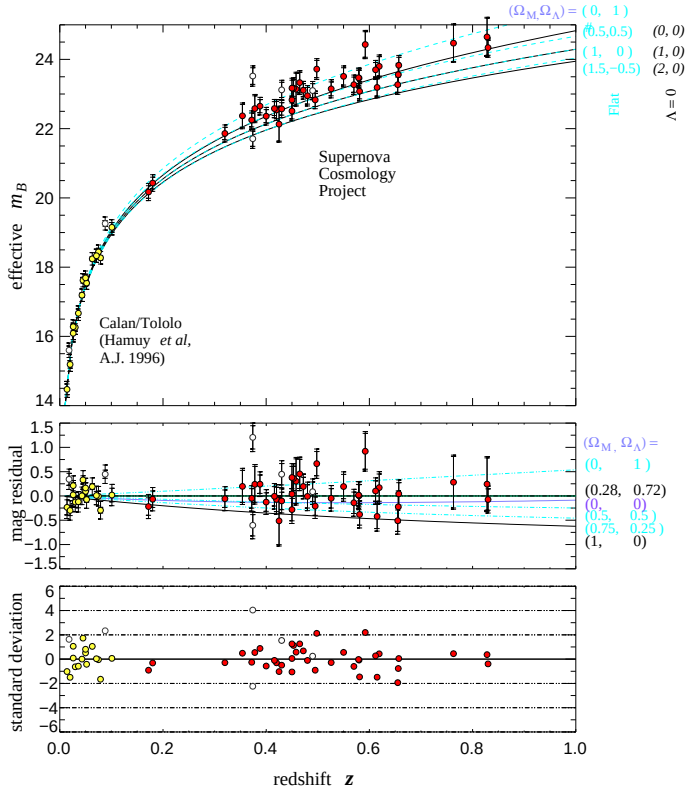


FIG. 4.5 : Diagramme de Hubble des supernovæ du *Supernova Cosmology Project*. La figure du bas montre les résidus par rapport à un Univers vide (Perlmutter et al. 1999).

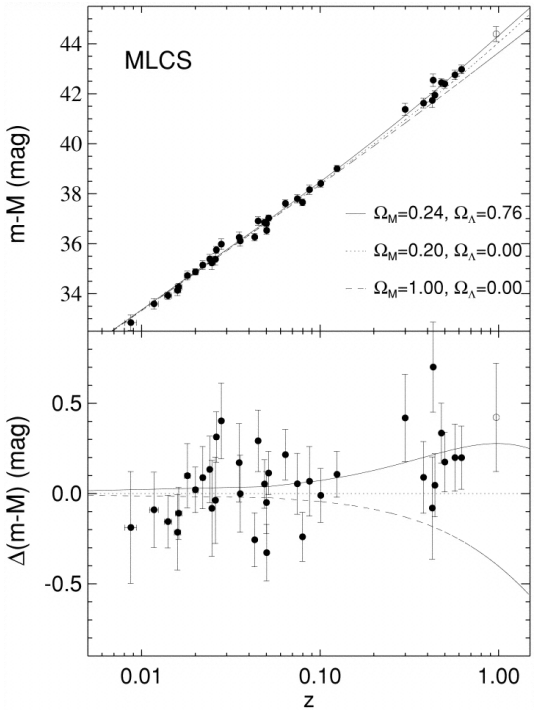


FIG. 4.6 : Diagramme de Hubble des supernovæ du *High-Z Supernova Search Team* (Riess et al. 1998). La figure du bas montre montre les différences entre les données et le modèle ($\Omega_{M_o} = 0.2, \Omega_{\Lambda_o} = 0.0$). L'écart moyen entre les deux est de 0.25 mag.

Effets de sélection : biais de Malmquist

La recherche de supernovæ étant limitée en magnitude, on a tendance à sélectionner la partie la plus brillante de la distribution des supernovæ qui sont à la limite de détection (biais de Malmquist). Ce biais affecte tout autant les supernovæ lointaines et les supernovæ proches. S'il était identique pour les deux populations, son effet s'annulerait dans l'ajustement des paramètres cosmologiques.

En fait, les supernovæ proches utilisées sont celles du relevé Calán-Tololo, et ont été découvertes à l'œil sur des plaques photos. Une telle stratégie ne permet pas de contrôler efficacement les biais de sélection. Néanmoins, la distribution du *stretch factor* pour ces supernovæ proches est compatible avec celle obtenue pour les lointaines (Perlmutter et al. 1999).

La seule différence entre les deux populations réside dans le fait que les supernovæ proches ont été découvertes autour de leur maximum, tandis que les lointaines l'ont été avant le maximum. Cela engendre une population lointaine en moyenne moins brillante que la population proche de 0.03 mag (Perlmutter et al. 1999).

Effet de lentille gravitationnelle

L'amplification (ou la désamplification) de la lumière par les structures à grande échelle peut altérer les magnitudes des supernovæ à grand décalage spectral observées (Kantowski et al. 1995). Les effets de lentille gravitationnelle en régime faible (*weak lensing*) ont été quantifiés par Wambsganss

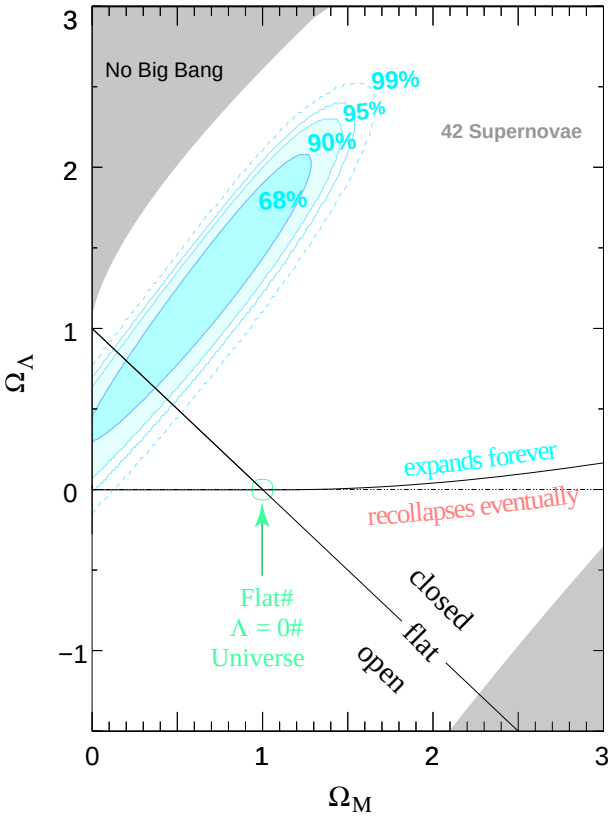


Fig. 4.7 : Résultat de la mesure de Ω_M et Ω_Λ par le *Supernova Cosmology Project* avec 42 supernovæ de type Ia, dans le plan (Ω_Λ, Ω_M) (Perlmutter et al. 1999).

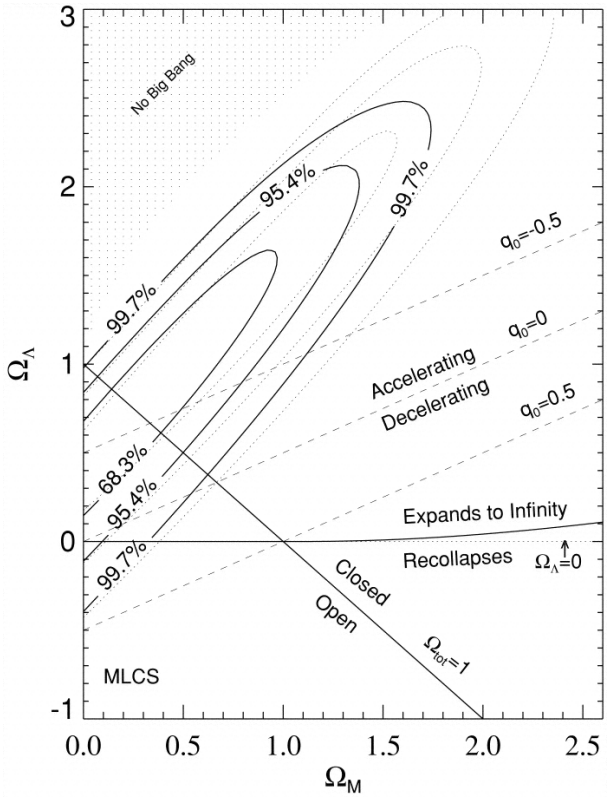


Fig. 4.8 : Résultat de la mesure de Ω_M et Ω_Λ par le *High-Z Supernova Search Team* (Riess et al. 1998) avec 19 supernovæ de type Ia, dans le plan (Ω_Λ, Ω_M) (Riess et al. 1998).

et al. (1997) : une SN Ia est en moyenne désamplifiée de 0.5 % à $z = 0.5$, et de 1 % à $z = 1$. Cet effet semble donc négligeable, bien que l'étude citée dépende du modèle de distribution de matière choisi.

Extinction

Pour les deux analyses l'absorption galactique est déterminée en utilisant les cartes de Schlegel et al. (1998).

L'absorption intergalactique ou dans la galaxie hôte est quantifiée par Perlmutter et al. (1999) en mesurant la différence de couleur $B_{\max} - V_{\max}$ pour l'échantillon lointain et le proche. La comparaison entre les deux, pour une même valeur du *stretch factor*, donne une mesure de l'excès de couleur $E(B-V)$ (Tripp 1998). Les supernovæ trop rougies sont éliminées de l'ajustement final. Quant à Riess et al. (1998), ils incluent la correction pour l'extinction, quelle que soit son origine, avec leur méthode MLCS d'ajustement des courbes de lumière.

Ceci étant, Totani & Kobayashi (1999) mettent en avant que l'incertitude d'au moins 0.05 mag sur $E(B-V)$ qu'observent les deux groupes entraîne une incertitude d'environ 0.2 mag sur A_B ($A_B \sim 4 \cdot E(B-V)$ — voir §B.3). Or la différence de magnitude apparente entre un Univers OCDM et un Univers ΛCDM est justement de 0.2 mag à $z \sim 0.5$... Obtenir une photométrie plus précise et dans un nombre important de bandes passantes permettra de réduire cette incertitude.

Par ailleurs, Aguirre (Aguirre 1999a ; Aguirre 1999b) considère l'effet d'une hypothétique pous-

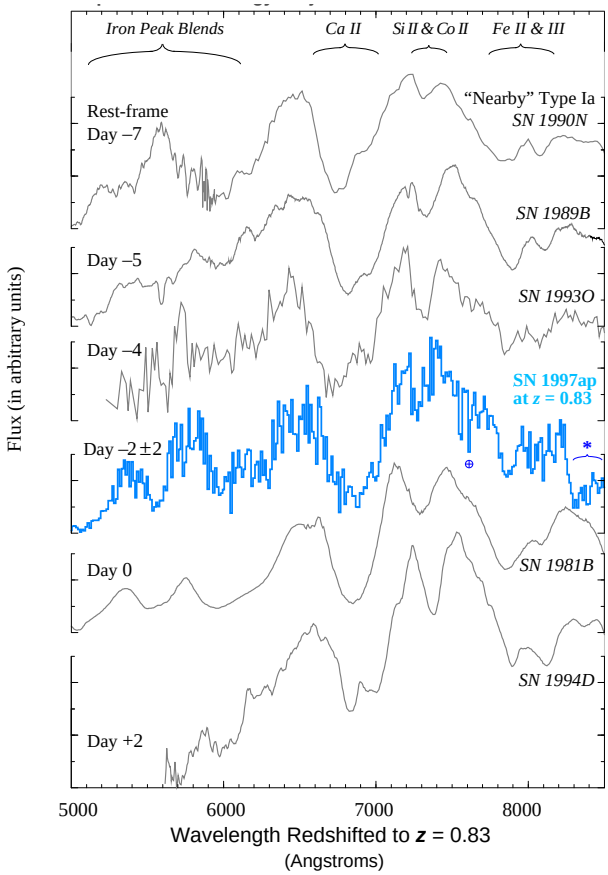


Fig. 4.9 : Spectre de SN 1997ap à $z = 0.83$ placé à côté d'une série de spectres de SNe Ia proches « normales » décalés à $z = 0.83$. Aucune différence imputable à une quelconque évolution n'est clairement visible (Perlmutter et al. 1998).

sière intergalactique qui pourrait être éjectée des galaxies. Une telle poussière (grains de taille 0.1 μm) aurait une courbe d'extinction très grise, n'engendrant qu'un faible rougissement.

Le moyen le plus simple de discriminer entre cette hypothèse et celle d'une constante cosmologique est de peupler le diagramme de Hubble vers les grands décalages spectraux. En effet, si la poussière intergalactique est répartie uniformément, sa quantité cumulée sur la ligne de visée augmente linéairement avec le décalage spectral. Ainsi la déviation entre la magnitude apparente des SNe Ia au maximum et un Univers vide va continuer d'augmenter, tandis que dans un Univers avec constante cosmologique, cette déviation va commencer de décroître à partir de $z \sim 0.7$ (figure 4.10), l'effet de l'énergie noire s'amenuisant par rapport à la densité de matière quand on remonte le temps. La supernova SN 1997ff découverte dans le *Hubble Deep Field* à $z \sim 1.7$ semble contredire l'éventualité de la poussière intergalactique (Riess et al. 2001).

Il est malgré tout important de rajouter sur le diagramme de Hubble des supernovæ à $z \gtrsim 0.8$.

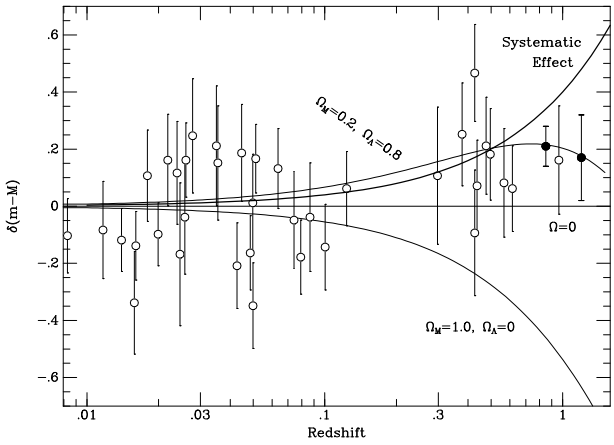


Fig. 4.10 : Magnitudes des supernovæ relativement à un Univers vide (ligne horizontale) en fonction du décalage spectral. On a tracé ici les courbes correspondant à deux modèles d'Univers $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1.0,0.0)$ et $(0.2,0.8)$. La courbe noire montre l'effet d'un biais systématique tel que la poussière intergalactique, qui serait compatible avec les données à $z \sim 0.5$. Les deux ronds noirs indiquent deux supernovæ hypothétiques à $z = 0.85$ et $z = 1.2$ avec leur incertitudes observationnelles attendues. Tiré de Filippenko & Riess (2000).

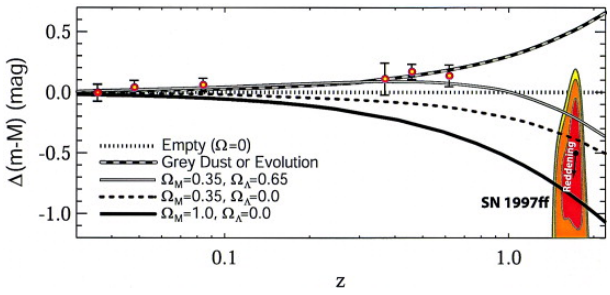


Fig. 4.11 : Diagramme de Hubble des SNe Ia relatif à un Univers vide incluant la supernova la plus lointaine connue à l'heure actuelle, SN 1997ff à $z \sim 1.7$ (Riess et al. 2001). Les points représentent les supernovæ de Perlmutter et al. (1999) et Riess et al. (1998) groupées par intervalle de décalage spectral. Différents modèles cosmologiques ou astrophysiques (courbe du haut : poussière grise ou évolution simple) sont tracés. Les contours indiquent les niveaux de confiance à 68 %, 95 % et 99 %. Ces mesures sur SN 1997ff contredisent la possibilité d'un effet astrophysique simulant la présence d'une constante cosmologique. Tiré de Riess et al. (2001).

4.4 Le côté obscur de la force : l'équation d'état « cosmique »

Si la valeur de la densité de constante cosmologique (ou plus généralement d'« énergie noire ») se confirme, la question est maintenant de déterminer la nature de cette mystérieuse composante qui permet à la gravitation d'être répulsive, les théoriciens ne tarissant pas quant aux idées nouvelles... Un modèle en vogue actuellement est celui de la quintessence, un champ scalaire analogue à celui de l'inflation.

Ceci étant, l'énergie mystérieuse voit son équation d'état paramétrée selon : $w = P/(\rho c^2)$. S'il s'agit d'une « vraie » constante cosmologique, alors $w = -1$ et elle n'évolue pas dans le temps $\dot{w} = 0$. Cependant w peut dépendre du temps. Les supernovæ permettent de contraindre ce paramètre. Actuellement la meilleure contrainte est $w < -0.6$ à 95 % de niveau de confiance (Perlmutter et al. 1999).

4.5 Que nous réserve l'avenir ?

La difficulté d'obtenir des échantillons importants de supernovæ tant lointaines que proches par les moyens de l'astronomie traditionnelle (qui nécessite d'obtenir du temps de télescope sur plusieurs instruments simultanément afin de faire la recherche, et le suivi photométrique et spectroscopique) a entraîné la floraison de diverses expériences « dédiées ». L'avantage d'un instrument unique est qu'il permet d'obtenir des données homogènes, sans se soucier de problèmes d'inter-calibration !

4.5.1 Le relevé CFHLS

MegaCam

La caméra MegaCam[4] est une caméra CCD grand champ (1 deg^2) qui est actuellement sur le point d'être installée sur le télescope de 3.6 m Canada-France-Hawaï. Elle est composée de 40 CCD de 2K $\times$ 4.5K pixels ; la taille d'un pixel sur le ciel est de 0.18".

Le « CFHT Legacy Survey »

Ce projet[5] de couverture du ciel à l'aide de la caméra MegaCam est un triptyque composé de trois relevés différents :

- l'un très large et peu profond (magnitude limite dans la bande $r' = 24.1$) ; 5000 deg^2 autour de l'ecliptique pour donner une image nouvelle à la fois de notre Galaxie et du système solaire ;
- un relevé couvrant 208 deg^2 pour étudier la structuration à grande échelle de l'Univers (profondeur $r' = 25.7$) ;
- et finalement une image très profonde, couvrant 4 deg^2, de profondeur $r' = 28$.

C'est ce dernier qui intéresse les chasseurs de supernovæ, car lors de l'observation successive des 4 champs, des recherches de supernovæ seront effectuées de manière continue. Le suivi photométrique des candidats est ainsi réalisé naturellement. Le projet va durer 5 ans et débuter au printemps 2003. La recherche de supernovæ aura lieu pendant 3 mois chaque printemps, chaque champ étant observé toutes les 4 nuits.

Environ 1000 SNe Ia sont attendues jusqu'à un décalage spectral de 1.2, ainsi qu'environ 700 SNe II-Ib/c jusqu'à des décalages spectraux de 0.7. Cet échantillon parfaitement homogène et conséquent va permettre de contraindre l'équation d'état de l'énergie noire avec une précision meilleure que 20 %. Bien entendu, un tel nombre de supernovæ sur un tel intervalle de décalage spectral va aussi permettre de mesurer l'évolution du taux de supernova.

4.5.2 Une usine à supernovæ proches

Il s'agit de deux télescopes dédiés pour la recherche et le suivi spectro-photométrique de plusieurs centaines de supernovæ proches[6].

La recherche sera effectuée sur le télescope NEAT de 1.2 m du Mt Palomar. Plusieurs centaines de degrés carrés de ciel seront couverts chaque nuit.

Le suivi sera effectué à l'aide d'un télescope de 2.2 m à Hawaï, sur lequel sera installé un spectrographe à champ intégral (SNIFS), permettant de faire simultanément l'imagerie et la spectroscopie.

Les observations devraient débuter au cours du deuxième semestre de l'année 2003, et s'étaler sur environ 5 ans.

4.5.3 Un satellite dédié : SNAP

Une *SuperNova Acceleration probe* dotée d'un télescope[7] de 2 m de diamètre en orbite autour de la Terre, doté d'une caméra couvrant 0.34 deg^2 dans le visible (36 CCD de 3.5k $\times$ 3.5k, sensibles depuis l'UV à 0.35 μm) et 0.34 deg^2 dans l'infrarouge (36 HgCdTe de 2k $\times$ 2k allant jusqu'à 1.7 μm). Les filtres sont collés sur les détecteurs, et la caméra est refroidie de façon passive à 140 K.

[4] http ://www-dapnia.cea.fr/Phys/Sap/Activites/Projets/Megacam/index.html
[5] http ://www.cfht.hawaii.edu/Science/CFHTLS/
[6] http ://snfactory.lbl.gov
[7] http ://snap.lbl.gov

Un spectrographe basse résolution comportant 2 bras, pour aller de l'UV (0.35 — 0.9 μm) au proche IR (0.5 — 1.7 μm), permettra l'identifiation des objets variables, et leur suivi spectroscopique.

Œuvrant pendant 3 ans, il devrait découvrir environ 2000 SNe par an, jusqu'à des décalages spectraux de ~ 1.7. L'objectif principal étant de mesurer les paramètres cosmologiques avec une grande précision (moins de 5 % sur le paramètre w de l'équation d'état de l'énergie noire). Il sera capable de discriminer entre les modèles de quintessence et une simple constante cosmologique, contrairement au CFHT Legacy Survey Supernovæ.

À l'heure actuelle le satellite est dans sa phase de design. Le lancement est prévu fin 2009.

Deuxième partie

Taux d'explosion de supernovæ et évolution des galaxies

Chapitre 5

Évolution des galaxies

L'évolution, c'est la raison du plus fort
Jacques Godbout

Dans le but de faire le lien entre le taux de supernova et son évolution au cours du temps cosmique, et l'évolution des galaxies, nous présentons ici rapidement l'état de l'art dans ce domaine.

5.1 Les ingrédients

5.1.1 La classification morphologique des galaxies

Les galaxies se présentent sous diverses apparences que Edwin Hubble s'est efforcé de lier les unes aux autres. Il aboutit au diagramme en forme de fourchette (figure 5.1), dans lequel les galaxies elliptiques se retrouvent dans la partie gauche, tandis que les spirales voguent à droite. Cette classification est le reflet de la croyance originelle selon laquelle les galaxies elliptiques (« précoces ») se forment en premier pour éventuellement donner naissance aux spirales (« tardives »). Ce schéma est désormais totalement exclu, mais les dénominations et la classification demeurent. Toujours est-il que certaines propriétés indépendantes des galaxies (comme la couleur, la fraction de masse de gaz neutre et moléculaire, etc) sont effectivement corrélées avec leurs types morphologiques.

Le principal mérite de cette classification est de distinguer les deux types majeurs d'objets : les elliptiques et les spirales.

Les elliptiques

Ce sont des ellipsoïdes. L'énergie cinétique qui équilibre la gravitation est contenue dans les mouvements désordonnés des étoiles. Par analogie avec un gaz on parle de système dynamique chaud (un disque de spirale étant un système froid). Les elliptiques observées dans l'Univers local possèdent des étoiles de petite masse et sont donc très rouges. L'absence d'étoiles bleues de courte vie indique que ces galaxies sont généralement très vieilles et n'ont pas formé d'étoiles depuis 5 à 10 milliards d'années. Contrairement aux spirales, les elliptiques se trouvent de façon préférentielle dans les régions denses, c'est-à-dire au sein des amas de galaxies.

Les spirales

La classification bifurque au niveau des galaxies lenticulaires S0 et distingue la présence d'une barre. Les galaxies spirales sont des disques en rotation dont l'apparence résulte de l'équilibre entre

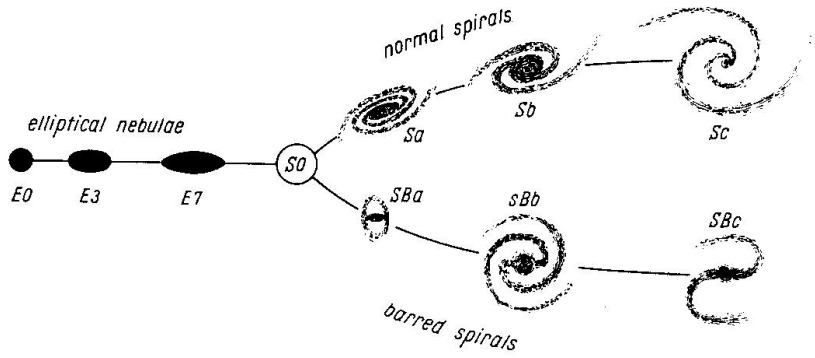


Fig. 5.1 : Le diagramme en forme de fourchette illustrant la classification morphologique des galaxies, telle que Hubble l'a publié dans son livre *The Realm of the Nebulae* (Hubble 1936). Les galaxies elliptiques sont ordonnées entre E0 et E7 selon leur ellipticité. Le type S0 représente essentiellement les galaxies elliptiques qui ont également un disque. Les galaxies spirales sont divisées entre normales et barrées, et sont sub-divisées entre les sous-types « a » et « d » selon l'importance de leur disque. Les galaxies irrégulières ne sont pas montrées sur ce diagramme.

l'énergie gravitationnelle et l'énergie cinétique de rotation. Elles ont une fraction significative de poussières, et elles sont le siège d'une formation stellaire.

En réalité...

La réalité est bien sûr plus complexe que cette simple dichotomie. Une galaxie spirale contient également une population stellaire chaude, analogue à celle des elliptiques : le bulbe, renflement au centre. Certaines galaxies elliptiques présentent également un petit disque. Quant aux lenticulaires, leurs populations chaude et froide sont d'importance comparables.

Par ailleurs la diversité des galaxies est bien plus grande que ce que suggère ce diagramme. Il existe ainsi une grande population de galaxies très peu lumineuses, dites *naines*, qui n'y est pas représentée. D'autres objets aux caractéristiques plus spécifiques, comme les galaxies de Seyfert[1], les galaxies cD[2], les radiogalaxies[3], etc, n'y ont pas leur place non plus. Notons que nombre de ces types de galaxies contiennent des noyaux actifs.

De plus un certain nombre de systèmes présentent une morphologie particulière, résultant très probablement d'interactions gravitationnelles ou encore de collisions entre galaxies. Si de tels objets représentent une faible fraction parmi la population des galaxies actuelles, en revanche cette fraction augmente considérablement plus on regarde loin dans le passé.

[1]Les galaxies de Seyfert ont pour caractéristique principale un noyau central, source ponctuelle très brillante, ainsi qu'un spectre exhibant de larges raies d'émission, le continuum ayant une composante non-thermique surtout proéminente dans l'ultra-violet. Presque toutes les galaxies de Seyfert qui ont un type de Hubble connu sont des spirales. Elles ont été découvertes en 1943 par Carl Seyfert.

[2]Une galaxie cD est une galaxie elliptique supergéante, souvent observée dans des régions de densité de galaxie particulièrement élevée, comme le centre d'un amas de galaxies.

[3]Environ deux tiers des radiosources extragalactiques les plus brillantes sont associées avec des galaxies elliptiques plus ou moins normales ; ce sont les radiogalaxies.

5.1.2 L'évolution des observables le long de la séquence de Hubble

Un certain nombre de propriétés physiques indépendantes des galaxies sont corrélées avec la position le long de la séquence de Hubble. Roberts & Haynes (1994) les passent en revue. Nous en citons ici quelques unes.

L'hydrogène neutre. Si l'on n'observe que très peu de gaz dans les elliptiques (un rapport en masse typiquement tel que : $\mathcal{M}_{\rm HI}/\mathcal{M}_{\rm tot} < 10^{-4}$), en revanche les spirales contiennent une masse de gaz significative ($0.01 < \mathcal{M}_{\rm HI}/\mathcal{M}_{\rm tot} < 0.15$). La fraction de gaz augmente de manière monotone le long de la séquence de Hubble.

La couleur. Il existe là une forte corrélation, dans le sens où les elliptiques sont rouges ($B-V \sim 0.9$) tandis que les spirales sont bleues ($B-V \sim 0.5$).

La densité de surface totale. Elle est déterminée par la masse totale de la galaxie et son rayon caractéristique. Elle décroît de façon monotone le long de la séquence.

La densité de surface de l'hydrogène neutre. Cette observable croît le long de la séquence.

La fonction de luminosité des régions HII. On observe un nombre de régions HII bien plus grand dans les galaxies de type tardif que dans les galaxies de type précoce. La relation, normalisée en masse, est monotone le long de la séquence.

Ce qui veut dire...

L'interprétation évidente de ces diverses corrélations se fait en terme de variations du taux de formation d'étoiles d'un type à l'autre. Dans l'interprétation de Roberts & Haynes (1994), les diverses corrélations fournissent une information sur le passé, le présent et l'avenir du taux de formation d'étoiles dans les galaxies. Ainsi la couleur évoque le passé de l'histoire de la formation d'étoiles dans la galaxie ; les variations dans la fonction de luminosité des régions HII réfèrent au taux de formation d'étoiles actuel ; la part importante de la masse d'hydrogène neutre ainsi que son importante densité de surface dans les dernières étapes de la séquence montrent que ces galaxies vont continuer d'avoir un taux de formation d'étoiles important dans le futur.

La lumière totale produite par une galaxie est principalement la somme de la lumière des étoiles de la séquence principale, plus celle des géantes rouges, les géantes K et M en particulier. Grossièrement, la couleur d'une galaxie peut donc être représentée par la somme des étoiles bleues lumineuses sur la séquence principale et des géantes lumineuses de la branche des géantes. Si toutes les étoiles d'une même galaxie s'étaient formées il y a 10^{10} ans, la séquence principale se terminerait à peu près au niveau de la masse du Soleil, qui est une étoile de type G2. Il n'y aurait plus d'étoiles brillantes bleues sur la séquence principale, et la lumière intégrée de la galaxie serait dominée par les géantes rouges. D'un autre côté, si la formation stellaire s'était poursuivie depuis 10^{10} ans, ou s'il y avait eu une flambée de formation stellaire dans le passé récent, il y aurait une population importante d'étoiles chaudes et bleues sur la séquence principale, donnant à la galaxie une couleur significativement plus bleue.

Pour modéliser la couleur totale des galaxies, il suffit d'intégrer les spectres d'étoiles de différentes masses sur leurs chemins évolutifs du diagramme H-R. On suppose ensuite une fonction de « taux de naissance », produit d'une fonction de masse initiale par une fonction tenant compte de la durée

souhaitée de la formation stellaire. Dans le cas d'une unique flambée, cette dernière sera représentée par la distribution delta de Dirac $\delta(t_o)$.

La comparaison de ce type de modèles dits de *synthèse évolutive* avec les observations, tel qu'un diagramme couleur-couleur, permet d'en déduire l'histoire de la formation stellaire dans une galaxie observée. Il en résulte que dans les galaxies elliptiques, la plus grande partie de la formation stellaire a eu lieu sur une période relativement courte, il y a 10^{10} ans. En revanche, dans les galaxies normales les plus bleues (Sc, Sd et Im) la formation stellaire continue à l'époque actuelle.

5.1.3 La fonction de luminosité

La fréquence avec laquelle on trouve des galaxies de luminosités intrinsèques différentes est décrite par leur *fonction de luminosité* $\Phi(M)$. La quantité $\Phi(M)dM$ est ainsi proportionnelle au nombre de galaxies qui ont une magnitude absolue dans l'intervalle $[M, M + dM]$. En pratique la fonction de luminosité est normalisée à l'unité de volume :

$$\Phi(M)dM = \frac{dN}{dV},$$

dN étant le nombre de galaxie de magnitude absolue $M \in [M, M + dM]$.

La fonction de luminosité des galaxies est un ingrédient observationnel important, tant du point de vue cosmologique que pour comprendre la formation et l'évolution des galaxies. Elle contient des informations primordiales sur le spectre de puissance des fluctuations de densité primordiales, sur les processus physiques qui convertissent la masse en lumière (comme par exemple l'effondrement gravitationnel, le refroidissement et la formation des étoiles), sur les mécanismes qui détruisent, génèrent ou modifient la morphologie des galaxies (interactions de marée, fusion...). Ainsi cet outil est nécessaire pour interpréter l'énorme population de galaxies bleues faiblement brillantes découverte aux décalages spectraux intermédiaires[4] ($z \sim 0.5$), pour estimer les densités de luminosité et de baryons dans l'Univers et pour tester les modèles de formation et d'évolution des galaxies.

Les galaxies du champ

La détermination de la fonction de luminosité des galaxies de champ est une manœuvre délicate qui doit tenir compte des corrections K, du biais de Malmquist (les relevés limités en magnitude vont manquer les galaxies de plus faible luminosité), des vitesses particulières (surtout pour les galaxies proches) ainsi que de la répartition spatiale non-homogène des galaxies (mais plutôt sur des murs, autour de grand vides).

[4]Les comptages de galaxies aux faibles magnitudes apparentes des années 1980 révélèrent un excés de galaxies faibles, plus prononcé dans le bleu, par rapport à ce qu'on attendrait si la fonction de luminosité était la même quelle que soit l'époque considérée. Cette énigme fut résolue au milieu des années 1990, à l'aide du télescope spatial Hubble (HST) qui pouvait observer les galaxies distantes avec une bonne résolution spatiale. Si les galaxies elliptiques (sphéroïdes) présentent peu d'évolution depuis $z \sim 1$ et si les disques des spirales ne montrent qu'une évolution modérée, en revanche les galaxies irrégulières montrent une évolution spectaculaire tant en luminosité qu'en abondance (Ellis 1997) sur la même période de temps ; le HST a ainsi montré que les mystérieuses galaxies bleues étaient des galaxies irrégulières. Ces systèmes étaient donc plus abondants dans le passé et formaient des étoiles à un taux élevé : elles ont supporté l'évolution de la fonction de luminosité globale et de l'histoire de la formation d'étoiles dans l'Univers depuis $z \sim 1$. Il reste à savoir ce que ces galaxies sont devenues à l'époque actuelle, mais il est fort probable qu'elles aient fusionné avec des galaxies plus grosses et donc qu'elles aient disparu.

La fonction de Schechter

Une fois tous ces paramètres pris en compte, la fonction de luminosité prend une forme relativement simple qui est assez bien représentée par une fonction de Schechter (Schechter 1976) :

$$\Phi(L) = \frac{\Phi^*}{L^*}\left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha} \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) \tag{5.1}$$

L étant la luminosité des galaxies ; Φ^*, L^* et α étant choisis pour décrire les observations. Cette relation s'exprime en magnitude absolue selon :

$$\Phi(M) = (0.4 \ln 10)\Phi^* 10^{0.4(\alpha+1)(M^*-M)} \exp\left(-10^{0.4(M^*-M)}\right) \tag{5.2}$$

où M^* est la magnitude absolue correspondant à L^*.

α correspond ainsi à la pente de la fonction de luminosité vers les luminosités les plus faibles, L^* ou M^* donne la luminosité caractéristique au-delà de laquelle le nombre de galaxies diminue drastiquement, et Φ^* normalise la densité de galaxies.

Avec ce paramétrage, la densité moyenne de luminosité s'exprime selon :

$$\rho_L = \int_0^{+\infty} L\Phi(L)dL = \Phi^* L^* \Gamma(\alpha+2) \tag{5.3}$$

où Γ est la fonction gamma[5]. Elle dépend du modèle cosmologique choisi à travers Φ^* et L^*, respectivement proportionnels à l'inverse du volume comobile et au carré de la distance de luminosité.

En supposant que la fonction de luminosité est indépendante de la localisation et que les galaxies sont distribuées de façon homogène, le nombre total de galaxies jusqu'à la magnitude apparente limite m est, dans le cas non-relativiste, donné par :

$$\mathcal{N}_{<m} \propto d^*(m)^3 \int_0^{+\infty} \left(\frac{L}{L^*}\right)^{3/2} \Phi(L)dL \propto \Phi^* L^{*3/2} \Gamma\left(\alpha + 5/2\right) \tag{5.4}$$

où $d^*(m)$ est la distance correspondant à la profondeur limite du relevé pour une galaxie de luminosité L^* ; ainsi $d^*(m) \propto L^{*1/2}$.

Observations

La luminosité des galaxies dans le domaine visible s'étend sur une gamme extrêmement grande, entre les galaxies elliptiques géantes telle M87 au centre de l'amas de la Vierge, avec $L_B \sim 5 \cdot 10^{10}$ $L_\odot$ ($M_B \sim -22$) et les galaxies elliptiques naines, dont la luminosité ($M_B \sim -7.5$) est comparable à celle d'une étoile massive sur la séquence principale.

La fonction de luminosité du LCRS

Le relevé LCRS (voir §C.3) a publié une mesure de la fonction de luminosité des galaxies de champ (Lin et al. 1996). Les paramètres de la fonction de Schechter obtenus, dans la bande[6] R_c, sont les suivants :

$$\begin{cases} M^* &= -20.29 \pm 0.02 + 5\ \log h \\ \alpha &= -0.70 \pm 0.05 \\ \phi^* &= 0.019 \pm 0.001\ h^3\ \mathrm{Mpc}^{-3} \end{cases} \tag{5.5}$$

[5] $\Gamma(x) = \int_0^{+\infty} e^{-t} t^{x-1} dt$.

[6] Les magnitudes du relevé LCRS sont isophotales et non *totales* ; ils estiment que leurs magnitudes isophotales sont inférieures d'environ 25 % au flux total, en moyenne.

pour $-23 \leq M - 5\log h \leq -17.5$. Sur ce même intervalle de magnitude absolue, la densité moyenne de galaxies est $0.029 \pm 0.002\ h^3$ Mpc^{-3} pour un volume jusqu'à $z = 0.2$. La densité moyenne de luminosité galactique est $\rho_L = 1.4 \pm 0.1 \cdot 10^8\ h\ \mathrm{L}_\odot \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}$ dans la bande R_c. La fonction de luminosité est représentée sur la figure 5.2. Notons que le LCRS trouve des différences significatives

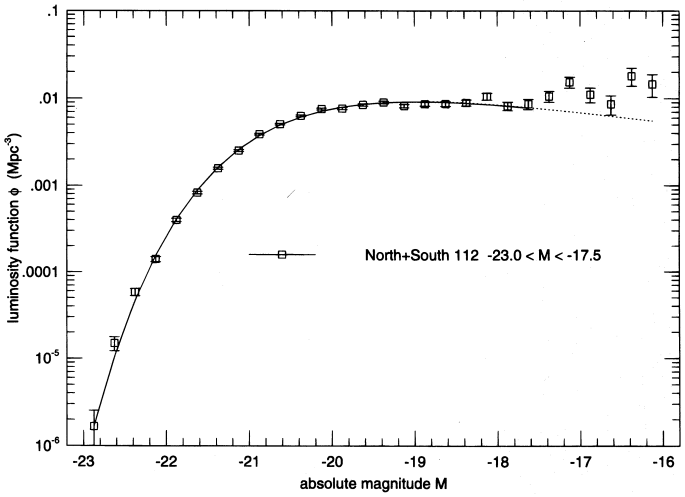


Fig. 5.2 : Fonction de luminosité du LCRS (Lin et al. 1996).

entre la population de galaxies avec raies d'émission et sans raies d'émission. Les galaxies à raie d'émission dominant la partie à faible luminosité de la fonction de luminosité.

Autres relevés...

Il existe de nombreux autres relevés qui ont publié une fonction de luminosité des galaxies. Notons le *ESO Slice Project galaxy redshift survey* (Zucca et al. 1997), avec une fonction de luminosité dans la bande B_j, ajustée par une fonction de Schechter et une loi de puissance pour ajuster l'excès de population dans la partie faibles luminosités.

Le *2dF Galaxy Redshift Survey* (Madgwick et al. 2002) donne une fonction de luminosité dans la bande B_j pour différentes classes de galaxies, basées sur l'importance moyenne des raies d'émission et d'absorption, un indicateur du taux de formation d'étoiles. Ils observent ainsi un redressement de la pente α de la fonction de luminosité du côté des faibles luminosités depuis les galaxies formant des étoiles passivement ($\alpha = -0.55$) jusqu'aux galaxies formant des étoiles activement ($\alpha = -1.36$).

5.1.4 La fonction de masse initiale (IMF)

Les proportions relatives d'étoiles d'une masse donnée produites pendant un épisode de formation d'étoiles sont, en première approximation, les mêmes partout et sont décrites par la fonction de masse initiale (ou IMF pour *Initial Mass Function*). Ainsi celle-ci, $\phi(m) \propto dN/dm$ ou $\xi(m) \propto dN/d\log m$, décrit le taux de naissance relatif des étoiles dont la masse initiale m est comprise dans un intervalle $[m, m + dm]$ ou $[\log m, \log m + d\log m]$, à un instant donné et dans une région donnée. Le spectre de masse, $f(m)$, donnant le nombre d'étoiles de masse m est relié à l'IMF par : $f(m) = m \cdot \phi(m)$.

L'IMF est généralement normalisée à l'unité de masse de la manière suivante :

$$\int_{m_{\mathrm{inf}}}^{m_{\mathrm{sup}}} m\phi(m)dm = \int_{m_{\mathrm{inf}}}^{m_{\mathrm{sup}}} m\xi(m)d\log m = 1\ \mathrm{M}_\odot \tag{5.6}$$

La forme de la fonction de masse initiale est souvent donnée comme étant une loi de puissance. La loi classique est celle de Salpeter (1955) :

$$m\phi(m) \propto m^{-1.35} \tag{5.7}$$

Ainsi les étoiles de petite masse sont formées bien plus fréquemment que les étoiles de grande masse. Pour une étoile de masse m formée, il y a environ 2.5 fois plus d'étoiles de masse $m/2$ formées... mais si la quasi-totalité de la masse stellaire formée par une flambée de formation d'étoiles est contenue dans les étoiles de petites masses, en revanche celles-ci contribuent très peu à la luminosité de l'évènement. Tout simplement parce que les étoiles massives sont bien plus lumineuses que celles de petites masses[7] !

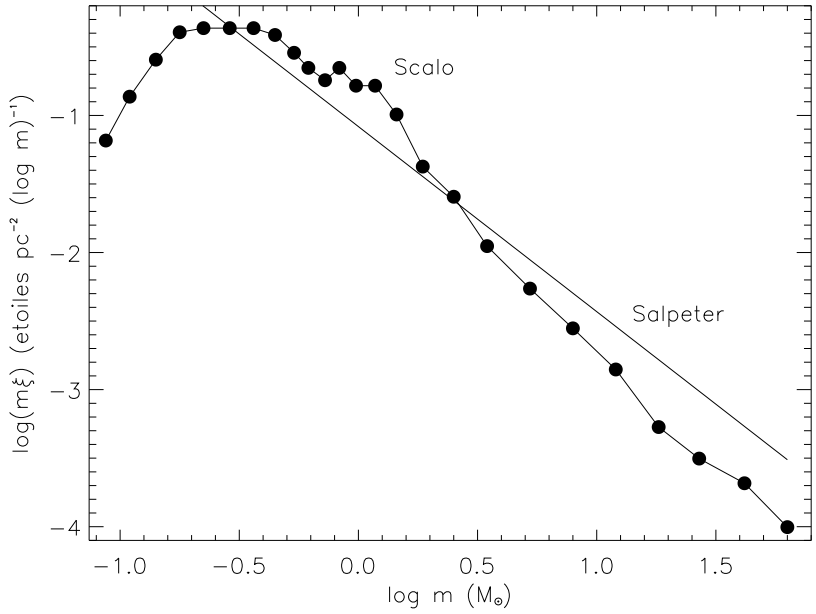


Fig. 5.3 : Fonction de Masse Initiale pour le voisinage solaire telle qu'elle fut mesurée par Scalo (1986). L'IMF de Salpeter est indiquée par une ligne droite continue. Les IMFs sont normalisées à une masse solaire entre les masses limites $m = 0.09$ et $m = 63$ $M_\odot$ selon (5.6) : cela fixe l'échelle en ordonnée. Celle-ci représente en fait le nombre d'étoiles de masse m formées (spectre de masse $m\xi(m)$ — la droite a ainsi une pente de -1.35, correspondant à 5.7).

5.1.5 Le taux de formation d'étoiles (SFR)

Il serait tout à fait commode que le taux de formation d'étoiles soit décrit par quelque loi simple, comme par exemple une certaine fonction du temps ou de la masse de gaz présente... Malheureusement ce n'est pas le cas.

Dans les disques des galaxies, la formation d'étoiles est plutôt sporadique ; dans les galaxies naines riches en gaz, elle pourrait être dominée par un petit nombre de flambées séparées par des intervalles de temps extrêmement longs ; et dans les grosses galaxies lumineuses à sursaut d'étoiles (*starburst galaxies* — telles les ULIRGs – *Ultra Luminous InfraRed Galaxies* – découvertes par le satellite

[7] La relation masse-luminosité des étoiles sur la séquence principale est à peu près $L \propto m^{3.3}$: il faut 10 étoiles de 1 $M_\odot$ pour égaler la luminosité d'une étoile de 2 $M_\odot$...

infrarouge IRAS, ou les LBG – *Lyman Break Galaxies* – observées en optique autour de $z \sim 3.$), une violente flambée de formation d'étoiles est provoquée par une interaction gravitationnelle ou par une fusion de galaxies.

Dans notre Galaxie, le taux de formation d'étoiles le plus important intervient dans un anneau situé à 4 kpc du centre, à peu près à mi-chemin entre le Soleil et le centre galactique, où la densité surfacique totale du gaz, sa densité, sa pression, la température, la composition chimique, le potentiel gravitationnel, les effets de la rotation galactique, les chocs spiraux, les champs magnétiques et la fréquence des collisions entre nuages pourraient jouer un rôle.

La paramétrisation la plus simple du taux de formation d'étoiles est de supposer qu'il dépend seulement de la densité de surface du gaz, dont un cas particulier est la loi de Schmidt (1959), qui suppose une loi de puissance de la densité de gaz :

$$\Sigma_{\rm SFR} = A \cdot \Sigma_{\rm gas}^{n} \tag{5.8}$$

où $\Sigma_{\rm SFR}$ et $\Sigma_{\rm gas}$ sont respectivement la densité de surface de formation d'étoiles et la densité de surface du gaz.

La plupart des mesures effectuées donnent une valeur de l'exposant n dans l'intervalle 1-2, qui dépend du traceur utilisé et de l'échelle considérée. Néanmoins la figure 5.4 montre que la loi de Schmidt semble valable sur une large gamme de densités.

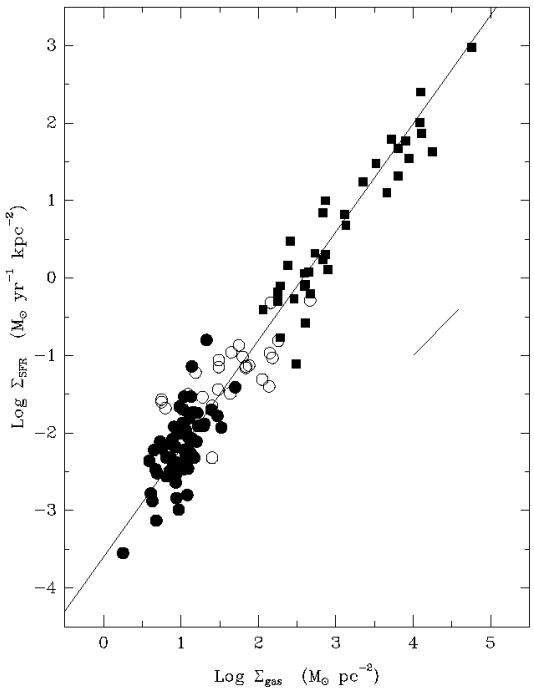


Fig. 5.4 : Illustration de la loi de Schmidt pour le taux de formation d'étoiles. Les disques pleins représentent les disques galactiques normaux, les carrés, les galaxies à sursaut d'étoiles. Les cercles sont pour les centres des galaxies spirales normales. La droite est l'ajustement des moindres carrés avec un index $n = 1.40$. Tiré de Kennicutt (1998a).

Les principaux indicateurs du taux de formation d'étoiles

Ce paragraphe s'inspire de Kennicutt (1998b).

Les couleurs intégrées et les modèles de synthèse évolutive. Les premières estimations du taux de formation d'étoiles étaient effectuées en comparant les couleurs des galaxies observées avec

des modèles de synthèse. Néanmoins ce genre d'indicateurs est sujet à de nombreuses sources d'erreurs systématiques pouvant affecter les différents ingrédients introduits dans le modèle (le rougissement, l'IMF, l'âge de la galaxie, la métallicité, l'histoire de la formation d'étoiles...).

Le continuum ultra-violet. On peut observer les galaxies dans le domaine où le spectre intégré est dominé par les étoiles jeunes, auquel cas le taux de formation d'étoiles est proportionnel à la luminosité. L'intervalle de longueur d'onde optimal pour ce faire va de 1250 Å à 2500 Å, au-delà de la limite de Lyman, et en-deçà d'une contamination par les populations stellaires plus vieilles. Ces longueurs d'ondes sont inaccessibles du sol jusqu'à des décalages spectraux de $z \sim 0.5$. Par contre, cette région peut être observée dans les spectres décalés vers le rouge à $z \sim 1 - 5$.

La calibration de cette relation est faite à l'aide de modèles de synthèse. Les écarts entre les différentes méthodes (différentes hypothèses et bibliothèques de spectres stellaires) est de l'ordre de 30%. Dans le cadre de l'approximation de « formation stellaire continue » (le taux de formation d'étoiles reste constant sur une période longue par rapport à la durée de vie — $\lesssim 10^8$ ans — de la population stellaire dominant l'émission UV) et pour une IMF de Salpeter, et des masses comprises entre 0.1 $M_\odot$ et 100 $M_\odot$, on a :

$$\mathrm{SFR}\ (M_\odot \cdot \mathrm{an}^{-1}) = 1.40 \cdot 10^{-21}\ L_\nu\ (\mathrm{W} \cdot \mathrm{Hz}^{-1}) \tag{5.9}$$

Le rapport SFR/L_ν sera beaucoup plus faible dans le cas d'une population plus jeune comme celle d'une jeune galaxie à sursaut d'étoiles.

Cette méthode étant directement reliée à l'émission photosphérique de la population stellaire jeune, elle peut être appliquée sur une large gamme de décalages spectraux.

Son principal inconvénient est sa grande sensibilité à l'extinction et à la forme de l'IMF. En outre la région d'intérêt du spectre correspond à des étoiles de masse $\sim 5\ M_\odot$: il faut donc extrapoler le taux de formation d'étoiles aux plus petites masses. Heureusement, il semble y avoir peu de variations systématiques dans l'IMF des galaxies formant des étoiles.

Les raies de recombinaison. Les raies nébulaires ré-émettent la luminosité stellaire intégrée en-deçà de la limite de Lyman, elles fournissent ainsi une sonde directe de la population des étoiles jeunes et massives. La plupart des applications de cette méthode sont basées sur la raie Hα. Le facteur de conversion entre le flux ionisant et le taux de formation d'étoiles est généralement calculé à l'aide de modèles de synthèse évolutive. Seules les étoiles de masse supérieure à 10 $M_\odot$ et de durée de vie inférieure à $20 \cdot 10^6$ ans contribuent significativement au flux ionisant intégré. Ainsi les raies d'émission fournissent une mesure quasi-instantanée du taux de formation d'étoiles, indépendamment de l'histoire de la formation stellaire qui a précédé. Pour des abondances solaires et la même IMF de Salpeter que dans (5.9), on a :

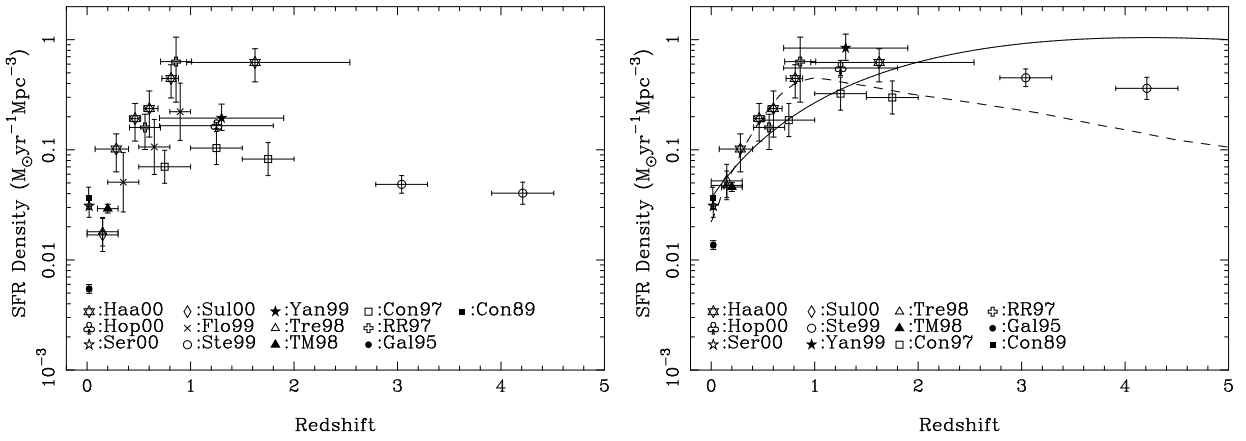
$$\mathrm{SFR}\ (M_\odot \cdot \mathrm{an}^{-1}) = 7.87 \cdot 10^{-35}\ L_{\mathrm{H}\alpha}\ (\mathrm{W} \cdot \mathrm{Hz}^{-1}) \tag{5.10}$$

Une variation parmi les différentes calibrations publiées subsiste, à hauteur de 30%, reflétant principalement les différences dans les modèles d'atmosphère et d'évolution stellaire. La raie Hα peut être détectée à des décalages spectraux au-delà de 2. Les principales limites de cet indicateur sont sa sensibilité à l'extinction et à la forme de l'IMF, mais aussi l'hypothèse selon laquelle la totalité de la formation des étoiles massives est tracée par le gaz ionisé. Cette hypothèse pourrait en fait être assez réaliste, mais des études sont encore nécessaires pour le confirmer. En revanche l'extinction pourrait être la source d'erreur systématique la plus importante concernant cette méthode. Pour ce qui est de sa sensibilité à l'IMF, l'obstacle peut être contourné, car la largeur de la raie Hα est très sensible à la pente de l'IMF ; celle-ci peut ainsi être contrainte de cette façon.

Le continuum de l'infrarouge lointain. Une fraction significative de la luminosité bolométrique d'une galaxie est absorbée par la poussière interstellaire et ré-émise dans l'infrarouge thermique, à des longueurs d'onde de l'ordre de 10–300 μm. La section efficace d'absorption de la poussière pique fortement dans l'ultraviolet, donc en principe l'émission dans l'infrarouge lointain (FIR) peut être un traceur de la jeune population stellaire et du taux de formation d'étoiles. L'efficacité de la luminosité FIR en tant que traceur SFR dépend de la contribution des étoiles jeunes au chauffage de la poussière, et de la profondeur optique dans les régions de formation d'étoiles. La situation physique la plus simple est celle où les étoiles jeunes dominent le champ de radiation depuis l'UV jusqu'au visible, et l'opacité de la poussière est élevée partout, auquel cas la luminosité FIR mesure la luminosité bolométrique de la flambée d'étoiles. De telles conditions sont à peu près réunies dans la région dense circum-nucléaire qui alimente la plupart des galaxies particulièrement lumineuses en IR. La situation devient plus complexe quand on regarde les disques galactiques. Du fait de l'importance variable de la poussière ainsi que des populations stellaires jeunes et plus vieilles le long de la séquence de Hubble, la calibration de la luminosité FIR dépend assez fortement du type de la galaxie. D'autant que dans beaucoup de galaxies précoces l'émission FIR pourrait avoir une tout autre origine (vieilles étoiles ou noyau actif...). Dans le cas d'une flambée d'étoiles continue, datant de 10 à 100 millions d'années, on a :

$$\mathrm{SFR}\ (\mathrm{M}_\odot \cdot \mathrm{an}^{-1}) = 4.5 \cdot 10^{-37}\ L_{\mathrm{FIR}}\ (\mathrm{W} \cdot \mathrm{Hz}^{-1}) \tag{5.11}$$

où L_{FIR} réfère à la luminosité IR intégrée sur l'ensemble du proche et du lointain IR (8-1000 μm). La plupart des calibrations publiées varient de $\pm$ 30%. En fait la relation ci-dessus ne s'applique que pour des flambées de formation d'étoiles datant de moins de 8 millions d'années. Pour des galaxies « normales » cette relation devient plus compliquée.



(a) Aucune correction de rougissement n'est appliquée aux données.

(b) Les mesures réalisées à partir des indicateurs UV et Hα ont été corrigées du rougissement.

Fig. 5.5 : Taux de formation d'étoile volumique en fonction du décalage spectral. Ce diagramme est une compilation de SFR issus de diverses sources. Tiré de Hopkins et al. (2001).

L'évolution du taux de formation d'étoiles

L'utilisation des différents indicateurs mentionnés ci-dessus permet de se faire une idée sur l'évolution du taux de formation d'étoiles dans l'Univers. Ceci étant, obtenir une mesure précise de l'histoire

du taux de formation d'étoiles est rendu particulièrement délicat par la nature des indicateurs dont on dispose, affectés d'incertitudes systématiques difficilement maîtrisables. Néanmoins un schéma observationnel commence à prendre forme, comme en témoigne la figure 5.5.

5.2 La formation des galaxies

L'idée prédominante aujourd'hui est assez loin de ce que Hubble et ses contemporains avaient pu imaginer. Néanmoins, la classification morphologique de Hubble n'a cessé d'être un outil important, dont il fallait rendre compte, en tant qu'« image finale » des galaxies dans l'Univers actuel, même si la « séquence » en tant que telle n'a plus lieu d'être.

5.2.1 Les fusions

Un mécanisme particulièrement important pour comprendre l'évolution des galaxies est la fusion, qui peut transformer la morphologie des galaxies et engendrer un taux substantiel de formation d'étoiles sur une courte période de temps. Elle provoque des changements dans la densité volumique et le contenu stellaire, et de fait elle affecte l'évolution de la fonction de luminosité.

Quand deux ou plusieurs galaxies fusionnent, le résultat final dépend des masses relatives des protagonistes et de leurs types. Si deux galaxies de masses à peu près identiques fusionnent, la perturbation gravitationnelle résultante est très importante et se passe sur un intervalle de temps relativement court (de l'ordre de l'échelle de temps de chute libre, qui est de $\sim 10^7 - 10^8$ ans pour la Voie Lactée). Le potentiel gravitationnel du système en formation varie alors rapidement à travers la structure. C'est le phénomène de *relaxation violente* ; après quoi l'état d'équilibre final du système est un sphéroïde, objet similaire à une galaxie elliptique ou un bulbe de galaxie spirale, qui supporte sa propre gravité par une dispersion des vitesses. Si les deux galaxies initiales étaient des spirales, leurs disques ont été détruits pendant la fusion, et le gaz qu'ils contenaient a été transformé en étoiles sur une échelle de temps de l'ordre de quelques temps de chute libre, engendrant une très puissante flambée de formation d'étoiles. Dans ce cas, tout dépend du contenu en gaz ; la masse stellaire de la galaxie finale peut atteindre des valeurs largement supérieures à la somme de celles des deux galaxies initiales, auquel cas la luminosité pendant la fusion peut atteindre des valeurs très importantes.

Si les systèmes fusionnant ont des masses très différentes, le processus est moins traumatisant. Bien que la petite galaxie soit complètement détruite et perde son identité, cela ne cause qu'une faible perturbation sur la structure de la plus grosse, qui garde ses propriétés et sa morphologie.

5.2.2 Les grandes lignes

Le scénario d'effondrement monolithique est la première hypothèse envisagée pour expliquer l'évolution des galaxies jusqu'à l'Univers local. Selon ce modèle les galaxies elliptiques (et les sphéroïdes de manière générale) sont apparues très tôt dans l'histoire de l'Univers à partir de l'effondrement de nuages de gaz primordial au sein des halos de matière noire. Formés tôt et rapidement les sphéroïdes auraient été l'objet d'une phase intense ($\sim$ 100 $M_\odot$/an) de formation d'étoiles à grand décalage spectral (Eggen et al. 1962 ; Tinsley & Gunn 1976).

Dans le modèle de fusion hiérarchique les elliptiques se forment de manière continue par la fusion de disques (White & Frenk 1991 ; Kauffmann et al. 1993). Dans ce cas, la plupart des galaxies n'a jamais été l'objet d'une formation stellaire intense supérieure à quelques masses solaires par an.

Actuellement, c'est ce dernier modèle qui est nettement favorisé tant par les observations que par les simulations.

5.3 L'évolution chimique

Une image schématique est représentée sur la figure 5.6. Le Big Bang produit les abondances initiales de H, D, ^{3}He, ^{4}He et ^{7}Li dans le milieu intergalactique primordial. Ce gaz est censé se condenser en galaxies au sein des halos de matière noire, puis se refroidit, s'effondre et forme des étoiles. Étoiles qui fabriquent des éléments lourds et modifient les abondances primordiales. L'effet des étoiles sur le gaz va dépendre de leur masse. Ainsi les étoiles de petite masse (moins d'une masse solaire) ont des durées de vie si longues qu'il ne se passe à peu près rien : elles servent uniquement à mettre sous clef une partie du gaz en le soustrayant de la circulation, mais elles restent néanmoins visibles aujourd'hui en tant qu'empreintes de la composition du milieu interstellaire de l'époque et de l'endroit où elles se sont formées. Les étoiles de masse intermédaire (disons de 1 à 9 $M_\odot$) sont le siège de différents processus nucléosynthétiques qui forment des éléments jusqu'aux ^{13}C et ^{14}N, qui ne restent pas uniquement confinés au cœur de l'étoile, mais peuvent migrer en partie vers les couches externes par l'intermédiaire d'un schéma convectif complexe. C'est ce processus qui est observé dans les étoiles carbonées et certaines nébuleuses planétaires. Ces produits sont expulsés dans le milieu interstellaire par l'intermédiaire de vents stellaires et des nébuleuses planétaires ; une partie reste malgré tout prisonnière du résidu compact (une naine blanche) que ces étoiles laissent derrière elles. Ceci étant, les étoiles binaires proches sont l'objets de processus différents catalysés par le transfert de masse dont elles sont le siège, comme les supernovæ de type Ia, en particulier, qui rejettent une bonne partie du fer que contient le milieu interstellaire. Au-dessus de 9 $M_\odot$, les étoiles évoluent rapidement (en moins de 100 millions d'années) vers l'effondrement gravitationnel : le cœur devient une étoile à neutrons, les couches externes étant expulsées par le phénomène de supernova, dans lequel les produits de la nucléosynthèse stellaire sont éjectés après avoir subi quelques modifications par nucléosynthèse explosive.

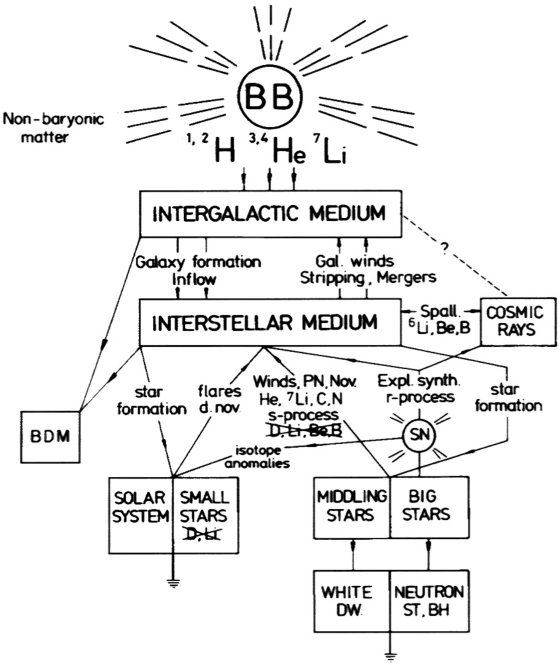


Fig. 5.6 : Illustration d'un scénario d'évolution chimique de l'Univers. Tiré de Pagel (1997).

Il est relativement difficile de prédire quels sont les produits finaux de l'évolution stellaire. Ceux-ci dépendent en effet de nombreux processus, dont bon nombre sont encore mal connus, comme les effets du mélange et de la perte de masse, des explosions stellaires, des taux de réaction comme $^{12}\mathrm{C}+\alpha \rightarrow \gamma+^{16}\mathrm{O}$, de l'évolution des binaires proches et des différentes masses limites correspondantes pour lesquelles différentes choses se passent avec différentes compositions chimiques initiales.

5.3.1 Le rôle des supernovæ

Les supernovæ injectent dans le milieu interstellaire essentiellement de l'oxygène pour ce qui est des types II (voir tableau 5.2) et du fer pour ce qui est des types Ia (voir tableau 5.1).

Élément	Masse ($M_\odot$)	Abondance[a]
^{12}C	0.03	-1.7
^{16}O	0.14	-1.4
^{20}Ne	0.01	-1.8
^{24}Mg	0.02	-1.1
^{28}Si	0.16	-0.3
^{32}S	0.08	-0.4
^{36}Ar	0.02	-0.3
^{40}Ca	0.04	0.1
^{54}Fe	0.15	0.6
^{56}Fe	0.61	0.0
^{57}Fe	0.01	-0.1
^{58}Ni	0.06	0.4

[a] $\log[X_i/X_{^{56}\mathrm{Fe}}] - \log[X_i/X_{^{56}\mathrm{Fe}}]_\odot$.

Tab. 5.1 : Masse rejetée des principaux éléments issus d'une SN Ia, et leur abondance par rapport au ^{56}Fe relativement aux abondances solaires. Peu d'oxygène est rejeté dans le milieu interstellaire ; en revanche près d'une masse solaire de fer (et autres éléments du pic du fer) est produite. D'après le modèle W7 de Nomoto et al. (1984).

Élément	Masse éjectée ($M_\odot$)		
	11 $M_\odot$	25 $M_\odot$	40 $M_\odot$
^{1}H	5.6	9.40	11.1
^{4}He	3.7	8.6	13.0
^{16}O	0.1	3.3	7.6
^{20}Ne	0.0	0.4	1.3

Tab. 5.2 : Masse rejetée des principaux éléments issus d'une SN II pour trois masses de progéniteur. Mis à part l'hydrogène (non consumé) et l'hélium, l'élément principalement produit par les supernovæ gravitationnelles est l'oxygène. D'après le modèle de Woosley & Weaver (1995).

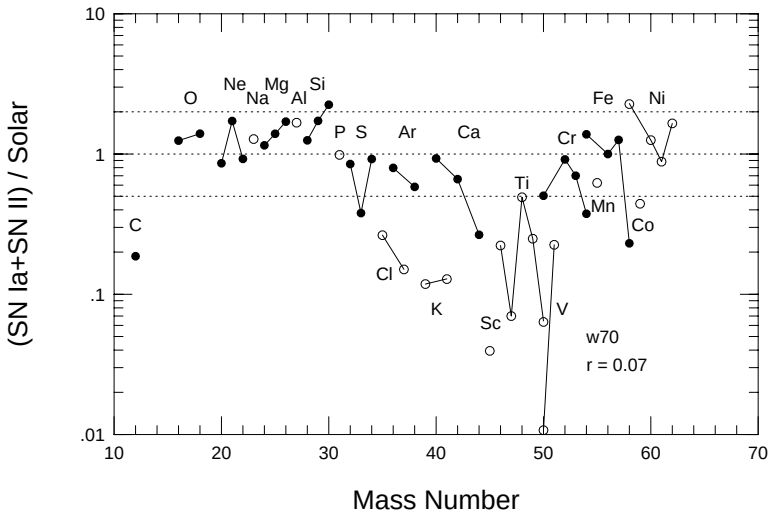


Fig. 5.7 : Abondances des éléments lourds issus des SNe II et Ia relativement aux abondances solaires. Les éléments fournis par les SNe II sont intégrés entre 10 et 50 $M_\odot$ le long d'une fonction de masse initiale de type Salpeter (voir §5.1.4). Les éléments synthétisés par les SNe Ia sont issus du modèle W70. Le rapport entre les contributions des SNe Ia et des SNe II correspond à une fraction de masse de la contribution des SNe Ia relativement à l'ensemble des éléments lourds de $r = 0.07$ pour reproduire les abondances solaires. Cela correspond à un rapport du nombre de SNe Ia sur le nombre de SNe II de 0.12. Tiré de Nomoto et al. (1997b)

Grossièrement, à raison de 1 SN Ia par siècle dans la Voie Lactée pendant 10^{10} ans, cela donne $7.7 \cdot 10^7$ $M_\odot$ de fer, soit 0.1 % de la masse de la Voie Lactée ($\sim 10^{11}$ $M_\odot$), ce qui correspond assez bien à la fraction de masse du fer observée dans le système solaire : $Z_\odot(\mathrm{Fe}) = 1.25 \cdot 10^{-3}$ (Anders & Grevesse 1989). Tandis qu'un taux de supernovæ de type II similaire, avec une production typique de

2 $M_\odot$ d'oxygène par évènement, donne une fraction de masse d'oxygène dans la Galaxie de $2 \cdot 10^{-3}$. Or on mesure $Z_\odot(\mathrm{O}) = 9.61 \cdot 10^{-3}$ (Anders & Grevesse 1989) : il faut donc un taux de SNe II environ 5 fois plus élevé pour obtenir le bon ordre de grandeur. Or dans la Voie Lactée, le taux de SNe Ia serait d'environ 0.4 par siècle (voir §6.3.1), et le taux de SNe II de 1.7 par siècle, soit un rapport SNe II / SNe Ia de 4.25...

Un calcul plus précis des rapports d'abondance des éléments produits par les supernovæ Ia et II relativement aux abondances observées dans le Système Solaire est illustré sur la figure 5.7.

Les supernovæ sont ainsi les principaux producteurs de l'oxygène et du fer qui nous entourent.

Chapitre 6

Taux d'explosion de supernova

Cette nuit, en regardant le ciel, je suis arrivé à la conclusion qu'il y a beaucoup plus d'étoiles qu'on en a besoin.
Quino

6.1 Qu'est-ce que c'est ?

6.1.1 Une unité particulière

Le taux d'explosion de supernova, ou taux de supernovæ, est le nombre de supernovæ qui explosent par unité de volume et de temps (typiquement en h^3 $\mathrm{Mpc}^{-3}\cdot\mathrm{an}^{-1}$.). L'unité de volume peut également être une galaxie (comme la Voie Lactée), ou un amas de galaxies. Les supernovæ étant toujours (jusqu'à preuve du contraire) liées à une population stellaire, et donc à une galaxie, on exprime également le taux en nombre de supernova par unité de luminosité galactique dans la bande B, et par unité de temps. Ainsi 1 SNu (*SuperNova unit*) = 1 supernova / 10^{10} $\mathrm{L}_{\odot}^{\mathrm{B}}$ / siècle.

Tammann et al. (1994) soulignent que le nombre de supernovæ de type Ia doit dépendre du nombre de binaires proches composées d'au moins une naine blanche, dont une approximation peut être donnée par un traceur des populations stellaires d'âge intermédiaire, comme la luminosité dans la bande B.

C'est l'unité naturelle de mesure du taux dans l'Univers local. La population des galaxies y est relativement bien connue et cataloguée. On y cherche des supernovæ en comparant des images de galaxies connues.

C'est aussi l'unité naturelle pour l'échantillon d'EROS, car on impose une contrainte sur la présence d'un hôte et sa distance avec la supernova, ce qui permet d'éliminer automatiquement un grand nombre d'objets indésirables (cosmiques, astéroïdes, étoiles variables...).

Comme le soulignent Cappellaro et al. (1999), la mesure du taux dans différentes bandes spectrale permettrait de sélectionner certaines populations stellaires et donc d'obtenir une information intéressante pour les scénarios de progéniteurs. Ainsi, dans la bande K, le rôle des étoiles vieilles est prédominant, quelquesoit le type de la galaxie. Si les supernovæ Ia ont pour progéniteurs des étoiles de faible masse, on s'attendrait à ce que le taux de SN Ia par unité de luminosité K ne soit pas corrélé au type de la galaxie hôte. Ceci étant, les recherches de supernovæ actuelles sont faites dans le visible ou, au mieux, dans la bande J...

6.1.2 La densité de luminosité bleue des galaxies

Le taux de supernovæ, quand il est exprimé en SNu est normalisé à la densité de luminosité bleue des galaxies. Or l'évolution de celle-ci en fonction du décalage spectral est donnée sur la figure 6.1,

qui montre une évolution d'au moins un facteur deux entre l'Univers local et l'Univers à $z \sim 0.9$.

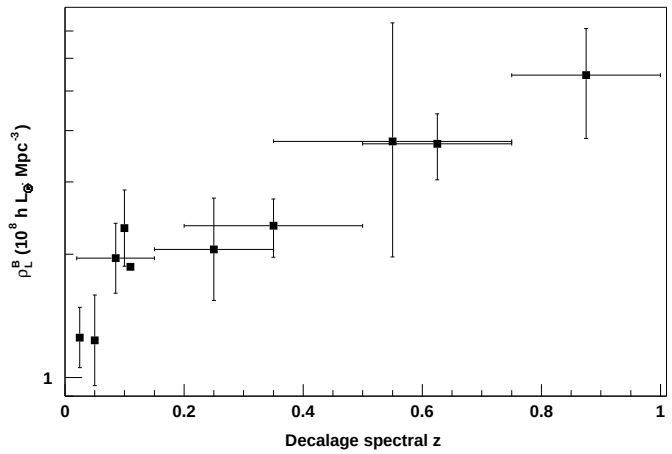


FIG. 6.1 : Évolution de la densité de luminosité bleue des galaxies, d'après une compilation de mesures publiées par différents relevés profonds, effectuée par Shimasaku (2000), pour un Univers sans constante cosmologique avec $\Omega_{M_o} = 0.2$. Les différents points proviennent du CFRS (Lilly et al. 1996), du *Autofib Redshift Survey* (Ellis et al. 1996), du 2dF (Colless 1999), de l'APM (Loveday et al. 1992), de l'ESP (Zucca et al. 1997), et du SSRS2 (Marzke et al. 1998).

6.2 L'évolution du taux de supernova

Il est crucial de connaître le taux d'explosion des différents types de supernovæ. Elles sont effectivement l'un des principaux acteurs de l'évolution chimique du milieu interstellaire, et donc des galaxies. Le taux de type II est étroitement lié au taux de formation d'étoiles, ainsi qu'à la population de résidus compacts (étoiles à neutrons et trous noirs stellaire). Le taux de type Ia est relié à la production de fer, mais aussi au taux de formation des systèmes binaires (certaines variables cataclysmiques).

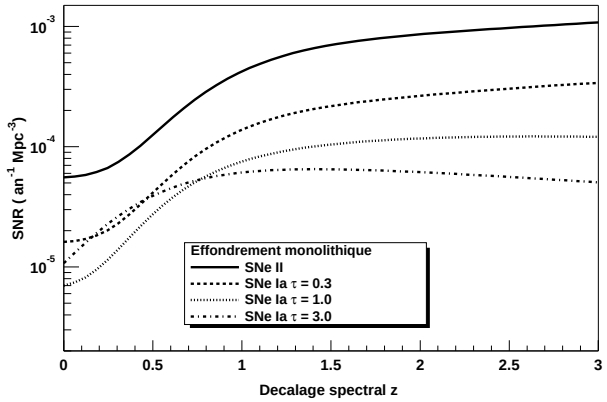
6.2.1 SNe II/Ib-c

Les étoiles de masse supérieure à 8 $M_\odot$ évoluent rapidement ($\lesssim 50 \cdot 10^6$ ans), terminant leur vie comme supernova de type II, avec différentes caractéristiques selon la masse du progéniteur. Pour une fonction de masse initiale ϕ de Salpeter(avec une masse minimale de 0.1 $M_\odot$ et maximale de 125 $M_\odot$), le taux de supernova de type II $\mathcal{R}_{\rm II}$ peut être relié au taux de formation d'étoiles ψ par (Madau, della Valle & Panagia 1998) :

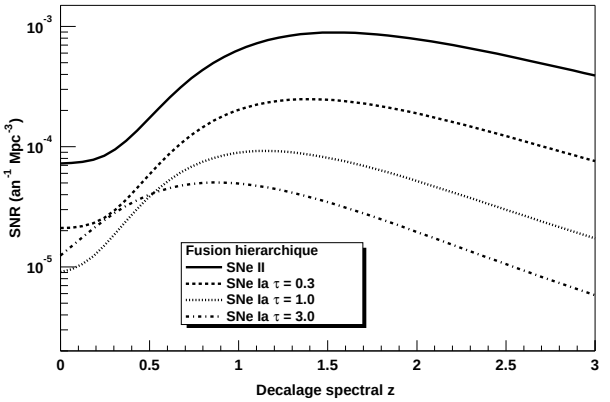
$$\mathcal{R}_{\rm II}(t) = \psi(t)\frac{\int_8^{125}\phi(m)dm}{\int_{0.1}^{125} m\phi(m)dm} = 0.0074 \times \left[\frac{\psi(t)}{\mathrm{M}_\odot \cdot \mathrm{an}^{-1} \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}}\right] \ \mathrm{an}^{-1} \cdot \mathrm{Mpc}^{-3} \qquad (6.1)$$

6.2.2 SNe Ia

Le chemin évolutif aboutissant à une supernova de type Ia reste une question ouverte. Ainsi dans le modèle où le progéniteur accrète de la masse d'un compagnon non-dégénéré, l'horloge est donnée non seulement par la durée de vie de l'étoile primaire, mais aussi par le temps que va mettre le compagnon à évoluer jusqu'à remplir son lobe de Roche. Dans le cas où l'étoile secondaire est également une naine blanche (scénario doublement dégénéré) l'horloge est donnée par l'intervalle de temps pendant lequel la binaire va émettre des ondes gravitationnelles et ainsi réduire la distance entre ses composantes. L'évolution du taux, dépend, entre autres choses, de la distribution de la masse de l'étoile secondaire



(a) Modèle d'évolution du taux de supernovæ, pour les types II et les types Ia. Dans les deux cas, le taux de formation d'étoiles $\psi(t)$ est donné par un ajustement analytique sur un modèle de type « effondrement monolithique » : $\psi(t) = 0.336 \cdot e^{-t_9/1.6} + 0.0074 \cdot (1 - e^{-t_9/0.64})$ $M_\odot \cdot an^{-1} \cdot Mpc^{-3}$; t_9 étant le temps en unités de 10^9 ans.



(b) Même chose, pour un taux de formation d'étoiles $\psi(t)$ donné par un ajustement analytique sur un modèle de type « fusion hiérarchique » : $\psi(t) = 0.049 \cdot (t_9^5 \cdot e^{-t_9/0.64} + 0.2 \cdot (1 - e^{-t_9/0.64}))$ $M_\odot \cdot an^{-1} \cdot Mpc^{-3}$.

FIG. 6.2 : Modèle d'évolution du taux de supernovæ II (équation 6.1) et Ia (équation 6.2) pour les deux principaux scénarios d'évolution des galaxies. La correspondance entre le temps et le décalage spectral est donnée par $(h, \Omega_{M_o}, \Omega_{\Lambda_o}) = (0.5, 1.0, 0.0)$, soit $t_9 = 13(1+z)^{-3/2}$, en milliards d'années. Le taux de SNe Ia est tracé pour trois valeurs de la constante de temps τ entre la formation du progéniteur et l'explosion (exprimée en 10^9 ans). Le paramètre η est fixé à une valeur « raisonnable » de 0.09. D'après Madau et al. (1998)

.

pour le scénario simplement dégénéré ou de la distribution de la séparation initiale entre les deux naines blanches dans le cas du scénario doublement dégénéré.

Pour tenter de lever le voile sur ce schéma d'évolution temporelle du progéniteur, Madau et al. (1998) adoptent une approche empirique, en paramétrisant le taux de SN Ia par une échelle de temps caractéristique τ, qui définit une probabilité d'explosion par naine blanche, supposée indépendante du temps, et par une efficacité d'explosion η. Le premier paramètre tient compte du temps nécessaire pour aller de la naine blanche nouvellement formée à l'explosion elle-même. Ce temps varie selon les conditions initiales, comme le rapport des masses du système binaire, la séparation initiale, l'influence de la métallicité sur le taux de transfert de masse et l'efficacité d'accrétion, etc, qui prévalent dans les différents scénarios. L'efficacité d'explosion, quant à elle, tient compte de la fraction d'étoiles en systèmes binaires qui, de par leurs conditions initiales favorables, vont produire une SN Ia. L'intervalle de masse considéré pour l'étoile primaire va de $m_{\min} = 3$ $M_\odot$ à $m_{\max} = 8$ $M_\odot$: les étoiles moins massives que 3 $M_\odot$ ne vont pas produire d'explosion, et celles plus massives que 8 $M_\odot$ vont donner une supernova de type II. Compte tenu de ces hypothèses, le taux d'explosion $\mathcal{R}_{\rm Ia}$ à un instant t donné est la somme des explosions de toutes les naines blanches produites dans le passé et qui n'ont pas encore explosé :

$$\mathcal{R}_{\rm Ia}(t) = \frac{\eta \int_0^t \psi(t')dt' \int_{m_c}^{m_{\max}} \exp\left(-\frac{t-t'-t_m}{\tau}\right) \phi(m)dm}{\tau \int \phi(m)dm} \qquad (6.2)$$

où $m_c = \max[m_{\min}, m(t')]$, $m(t') = (10 \text{ Gyr}/t')^{0.4}$ est la masse minimale d'une étoile qui atteint la

phase naine blanche au temps t', et $t_m = 10\ \mathrm{Gyr}/m^{2.5}$ est la durée de vie standard d'une étoile de masse m (toutes les masses étant exprimées en masse solaire) ; ψ étant le taux de formation d'étoiles. La figure 6.2 montre ce modèle pour les deux scénarios d'évolution des galaxies, l'« effondrement monolithique » et la « fusion hiérarchique ». Le taux de SNe Ia y est tracé pour différentes valeurs du paramètre τ. Si le scénario d'effondrement monolithique engendre une décroissance quasi-monotone du taux de supernovæ depuis le passé, en revanche, la fusion hiérarchique provoque un maximum de celui-ci, correspondant au maximum du taux de formation d'étoiles. Maximum retardé vers le présent ($z = 0$) pour le taux de SNe Ia avec un τ élevé.

Par ailleurs Canal et al. (1996) étudient l'influence des différents scénarios proposés pour amener un système simplement dégénéré jusqu'à l'explosion (figure 6.3). Et Ruiz-Lapuente & Canal (2000) montrent que le taux de supernovæ observé dans l'Univers local favorise le scénario « simplement dégénéré » par rapport au « doublement dégénéré » : 6% des étoiles en système binaire dans l'intervalle de masse $3 - 9\ \mathrm{M}_\odot$ termineraient leur vie en SN Ia. Alors que au plus 1 % des étoiles en système binaire dans ce même intervalle de masse donneraient une paire de naines blanches de CO, dont la masse totale excède la masse de Chandrasekhar. Le taux de SNe Ia prédit dans le cadre du scénario doublement dégénéré est ainsi largement en-dessous des observations (à plus de 3 écarts standards).

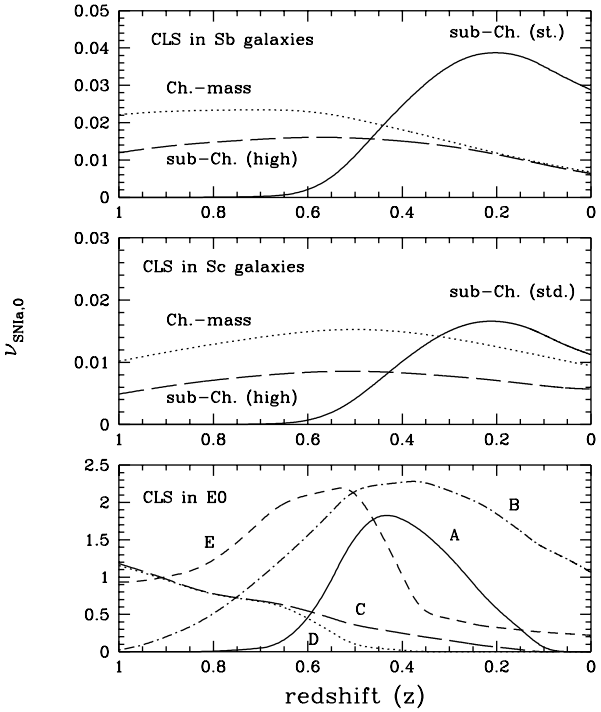


FIG. 6.3 : Modèle d'évolution du taux de SN Ia en fonction du type de la galaxie et du modèle de progéniteur, dans le cas où il est simplement dégénéré (CLS ou *Cataclysmic-Like Systems*). Les différentes courbes proviennent de différents progéniteurs possibles : explosion pour une masse inférieure à la masse de Chandrasekhar (« sub-Ch »), et pour différentes valeurs du taux d'accrétion (« st. » pour stable, valeur standard de $10^{-9}\ \mathrm{M}_\odot \cdot \mathrm{an}^{-1}$ et « high » pour la valeur maximale à laquelle la détonation de He a lieu : $5 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{M}_\odot \cdot \mathrm{an}^{-1}$). Dans le diagramme du bas, les différentes courbes correspondent à : (A) le scénario « sub-Chandrasekhar » standard, (B) pour la valeur minimale du taux d'accrétion, (C) pour sa valeur maximale, (D) le scénario « masse de Chandrasekhar » et (E) pour les systèmes symbiotiques. Tiré de Canal et al. (1996).

Tandis que Ruiz-Lapuente & Canal (1998) mettent l'accent sur l'évolution du taux de SN Ia en fonction du modèle de progéniteur mais aussi du modèle cosmologique, montrant que, autour de $z \sim 1$, un Univers ΛCDM présente un nombre de SNe Ia plus important qu'un Univers plat de matière.

6.3 Les mesures observationnelles

Il existe actuellement très peu de mesures du taux de supernova. C'est en effet une donnée qui est relativement difficile à mesurer ; dans l'Univers proche puisqu'il est nécessaire de surveiller une

grande surface de ciel (ou un grand nombre de galaxies) pour obtenir un échantillon statistiquement viable ; et dans l'Univers lointain, car cela nécessite de gros télescopes. Cette dernière contrainte a été dépassée dans les années 1990, et la première mesure du taux de supernova Ia à grand décalage spectral a pu être réalisée (Pain et al. 1996). En revanche la mesure dans l'Univers local est toujours entachée de grosses erreurs systématiques dues à la nécessité de réunir des sous-échantillons non homogènes, même si les premières estimations ont été données par Zwicky (1938b).

6.3.1 Le taux de supernova dans la Voie Lactée

L'estimation du taux de supernova dans notre propre Galaxie est importante pour comprendre son évolution. Il y a deux moyens d'y parvenir : soit à partir des supernovæ historiques et des restes de supernovæ observés, soit en extrapolant les mesures faites dans les galaxies avoisinantes.

Supernovæ historiques et restes observés

À partir du fastidieux travail de recensement et d'interprétation des textes historiques effectué entre autre par Clark & Stephenson (1977), on peut récupérer une poignée d'évènements ayant eu lieu au cours des deux derniers millénaires, au voisinage du soleil (voir le tableau 6.1). En recoupant ces informations avec un catalogue de restes de supernova, Strom (1994) déduit un nombre total de supernovæ proches (dans un rayon de 5 kpc) et jeunes (âge inférieur à 2000 ans) de 11.4 ± 3, soit une supernova tous les 175 ans. Extrapolé à la Galaxie entière, cela donne 5.7 ± 1.7 supernovæ par siècle.

Tammann et al. (1994) obtiennent un taux de 3.9 SNe par siècle, ceci à partir d'une simulation Monte-Carlo des explosions dans la Galaxie, compte tenu des 5 évènements observés (qui ont dépassé la magnitude 0) pendant le dernier millénaire.

Année	Durée (jours)	Reste	Distance (kpc)	Âge (années)	Type
1604	330	Kepler	4.4	375	Ia
386	90	G 11.2-0.3	5.0	1595	II
[a]	-	Cas A	2.8	315	II
1572	480	Tycho	2.3	410	Ia
1181	185	3C 58	2.6	800	II
1054	540	Crabe	2.0	930	II
-	-	G 292.0+1.8	3.6	-	II
185	≥ 140	MSH 14-63	0.95	1795	II
1006	240	PKS 1459-41	1.4	975	Ia
-	-	RCW 103	3.3	-	II
393	210	-	-	-	-

[a] Il est possible que Flamsteed ait vu la supernova associée à Cas A, vers 1680 (Ashworth 1980).

Tab. 6.1 : Supernovæ et restes de supernova dans le voisinage solaire entre 200 avant JC et 1800 (d'après Strom 1994).

En extrapolant à partir du taux dans les galaxies externes

À partir des valeurs du tableau 6.2, on peut estimer la valeur du taux de supernovæ dans notre Galaxie, en considérant qu'elle est de type Sb-Sbc, et que sa luminosité est $L_{VL}^{B} = 2.3 \cdot 10^{10}\ L_{\odot}^{B}$. En prenant $H_0 = 65\ km \cdot s^{-1} \cdot Mpc^{-1}$, on attend 1.7 ± 0.6 SN II + Ib/c et 0.4 ± 0.1 SN Ia par siècle.

Cette valeur est deux fois plus faible que celle obtenue à partir des supernovæ historiques. Ceci dit, l'extrapolation du taux local à l'ensemble de la Galaxie peut être sujette à caution. Par ailleurs, comme le montrent Tammann et al. (1994), le taux de supernova est très dépendant du type de la galaxie. Or le type de la Voie Lactée est assez incertain entre Sb, Sbc et Sc ; le taux de supernova variant d'un facteur 2 entre Sb et Sc (Tammann et al. 1994).

6.3.2 Dans l'Univers local

Le taux de supernova dans l'Univers local est particulièrement difficile à mesurer, car il nécessite d'observer un angle solide très important pour recueillir un échantillon doté d'une statistique suffisante. La dernière mesure en date est celle de Cappellaro et al. (1999) (reportée dans le tableau 6.2), qui a le mérite de réunir un lot de données important, et de les avoir exploitées malgré des disparités importantes notamment sur les diverses stratégies de recherche. Par ailleurs, ils produisent un taux par type de galaxie, ce qui est tout à fait pertinent en égard aux différences physiques fondamentales qui distinguent les galaxies le long de la séquence de Hubble.

Échantillon et méthode

Le taux a été calculé en combinant le résultat de 5 recherches de supernovæ indépendantes, 4 utilisant des plaques photos avec un télescope de Schmidt à grand champ, le cinquième échantillon étant le résultat d'une recherche visuelle (Evans, van den Bergh & McClure 1989) sur un nombre limité de galaxies proches. Toutes les supernovæ résultantes ont été obtenues par examen visuel de plaques photos. Dans le cadre de la détermination du taux, chaque recherche est dotée d'une magnitude limite (réelle ou estimée), puis un *temps de contrôle* est calculé (voir le paragraphe 8.1.1, page 115).

Notons que les échantillons utilisés ici sont très disparates, ce qui explique les barres d'erreurs importantes, celles-ci étant dominées par les systématiques.

Quelques remarques

Comme nous l'avons déjà souligné, le taux de supernova est très dépendant du type de la galaxie hôte. Ainsi les supernovæ de type Ia sont les seules à apparaître dans les galaxies elliptiques. De même, au sein des galaxies spirales, elles apparaissent préférentiellement dans les bulbes. Elles sont donc très attachées aux populations stellaires vieilles. En revanche la corrélation des supernovæ gravitationnelles avec les populations stellaires jeunes est frappante : absence dans les galaxies elliptiques, et apparition de préférence dans les disques des spirales. C'est d'ailleurs ce type d'observation qui fut un des catalyseurs du modèle d'explosion thermonucléaire des SNe Ia.

Normalisation du taux à la luminosité galactique

Il est usuel de normaliser le taux de supernova à la luminosité dans la bande B des galaxies. Physiquement, la luminosité bleue des galaxies est un traceur de la formation d'étoiles intégrée sur une longue période, donc plus directement un traceur de la masse totale d'une galaxie que de son taux de formation d'étoiles, avec lequel elle serait plutôt anticorrélée (Kennicutt 1998b).

Type de galaxies	Taux en h^2·SNu			
	Ia	Ib/c	II	Total
E-SO	0.32 ± 0.11	< 0.02	< 0.04	0.32 ± 0.11
SOa-b	0.32 ± 0.12	0.20 ± 0.11	0.75 ± 0.34	1.28 ± 0.37
Sbc-Sd	0.37 ± 0.14	0.25 ± 0.12	1.53 ± 0.62	2.15 ± 0.66
Autres[a]	0.71 ± 0.28	0.39 ± 0.28	1.16 ± 0.69	2.24 ± 0.80
Tout type confondu	0.36 ± 0.11	0.14 ± 0.07	0.71 ± 0.34	1.21 ± 0.36

[a] Incluant les galaxies de type Sm, Irrégulière, et Particulière.

Tab. 6.2 : Taux de supernovæ local exprimé en h^2·SNu (d'après Cappellaro et al. 1999).

Si cette normalisation semble pertinente pour exprimer le taux de SN Ia (et pour cause : on constate que celui-ci varie peu avec le type de la galaxie), en revanche, on peut trouver une normalisation plus adéquate pour le taux de SN II/Ib-c qui est relié aux populations stellaires jeunes. Ainsi la luminosité galactique dans la raie Hα ou bien celle dans l'infrarouge lointain seraient de bons candidats. Tammann et al. (1994) obtiennent un taux de supernovæ gravitationnelles indépendant du type de Hubble.

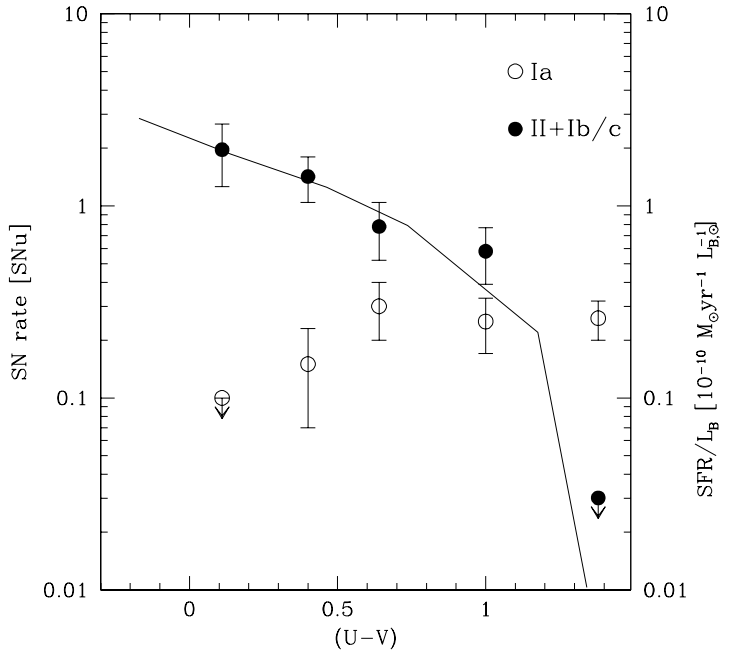


Fig. 6.4 : Taux de SNe en fonction de la couleur $U - V$. La courbe donne une prédiction du taux de formation d'étoiles par unité de luminosité B. Tiré de Cappellaro et al. (1999).

Cappellaro et al. (1999) ont également obtenu un taux de supernovæ en fonction de la couleur $U - V$ des galaxies. Le résultat qu'ils obtiennent est représenté sur la figure 6.4. Ainsi les supernovæ

de type II suivent bien le taux de formation d'étoiles prédit, tandis que l'absence de corrélation entre le taux de SNe Ia et la couleur $U-V$ montre que ces dernières ont lieu significativement après un épisode de formation stellaire. Notons que la mesure du taux de supernovæ en fonction des couleurs des galaxies est un outil bien plus efficace pour comparer les taux locaux aux taux lointains, ceux-ci étant difficilement mesurables en discriminant les types de galaxies, tandis que la couleur de ces dernières est aisément mesurable.

Autre mesure

Hamuy & Pinto (1999) déterminent le taux de SN Ia à partir de simulations Monte-Carlo du relevé Calán/Tololo (voir §7.4.2) ; cependant, ils n'utilisent pas la méthode du temps de contrôle, mais simulent plutôt leurs supernovæ dans un volume d'Univers sphérique. Ils obtiennent ainsi un nombre d'explosion par unité de temps et de volume, qu'ils transforment en SNu, via la densité de luminosité moyenne des galaxies, soit $0.21^{+0.30}_{-0.13}\ h_{65}$ SNu ; cette valeur est entachée d'importantes erreurs systématiques, de par la stratégie de détection utilisée.

6.3.3 Le taux à grand z

Il n'existe à l'heure actuelle que très peu de mesures du taux de supernovæ à grand décalage spectral (tableau 6.3). La première estimation est celle du *Supernova Cosmology Project*, avec un petit échantillon homogène de 4 supernovæ fournissant le taux à un décalage spectral moyen de 0.4 (Pain et al. 1996). Cette mesure a été raffinée en augmentant la taille de l'échantillon jusqu'à une quarantaine de supernovæ (Pain et al. 2002).

EROS a également donné une estimation du taux à un décalage spectral moindre de 0.15, avec là encore un faible échantillon (Hardin et al. 2000).

Précisons que ces mesures sont effectuées uniquement pour les supernovæ de type Ia. Il n'existe pas d'estimation du taux de SNe II ailleurs que dans l'Univers local.

$< z >$	$R_{\rm SN\ Ia}$ (h^2·SNu)		Nb SNe	Auteur
	ΛCDM	SCDM		
~ 0		0.36 ± 0.11	70	Cappellaro et al. 1999
0.14	$0.44^{+0.35\ +0.13}_{-0.21\ -0.07}$		4	Hardin et al. 2000[a]
0.4		$0.82^{+0.54\ +0.37}_{-0.37\ -0.25}$	4	Pain et al. 1996
0.55	$0.58^{+0.10\ +0.10}_{-0.09\ -0.09}$	$0.94^{+0.16\ +0.14}_{-0.14\ -0.14}$	38	Pain et al. 2002

[a] En fait le taux est déterminé ici pour un Univers ouvert $(\Omega_{M_o}, \Omega_{\Lambda_o}) = (0.3, 0)$, mais le résultat obtenu avec un Univers ΛCDM en est peu différent (il baisse de moins de 5 %) .

Tab. 6.3 : Les différentes mesures du taux de SN Ia à grand décalage spectral, pour différents modèles cosmologiques.

Troisième partie

Recherche systématique de supernovæ

Chapitre 7

Les expériences de recherche systématiques de supernovæ

Quand il y a une nuit étoilée, monsieur Palomar dit : « Je dois aller regarder les étoiles. » Il dit vraiment : « Je dois », parce qu'il déteste tout gaspillage et qu'il pense qu'il n'est pas juste de gaspiller toute cette quantité d'étoiles qui se trouvent à sa disposition.
Italo Calvino

7.1 Pourquoi faire ?

Quand on souhaite étudier une classe d'objets, que ce soit en astrophysique ou en physique, il est important d'en avoir un échantillon suffisamment important...

7.1.1 Les pionniers

En 1927, alors qu'il était encore en Allemagne, Walter Baade soulignait l'importance de ce qu'il appelait « Hauptnovae » (novæ chef) comme de très lumineux indicateurs de distance potentiels. Il rejoignit l'équipe du Mont Wilson en 1931, emportant avec lui le secret du télescope de Schmidt, et il encouragea Fritz Zwicky á mener une recherche de supernovæ avec l'un d'entre eux au Mont Palomar. Zwicky entreprit ainsi une recherche systématique en 1936, après qu'un premier télescope de Schmidt grand champ (18 pouces) ait vu le jour. Baade observait les supernovæ découvertes par Zwicky avec un télescope de 100 pouces afin de construire leurs courbes de lumière. Et Rudolph Minkowski, qui avait quitté l'Allemagne d'Hitler en 1933, en fit les observations spectroscopiques. Les découvertes se succédèrent au rythme de quelques évènements par an jusqu'en 1942.

Suivant le succès de Zwicky, entre 1950 et 1975 un grand nombre d'observatoires de par le monde se lança dans la recherche de supernovæ à l'aide de télescopes de Schmidt. Ce n'est pas avant 1958 que le Mont Palomar put revenir dans la course, quand le télescope de Schmidt de 48 pouces fut achevé. Avant cela, le seul télescope de Schmidt alors disponible était pleinement utilisé a la réalisation du premier *Palomar Sky Survey*. À partir de 1958, le nouveau télescope de Schmidt devint un redoutable chasseur de supernovæ. Et ce jusqu'en 1975, quand il fut mis à la retraite (pour ce qui est des recherches de supernovæ), peu après la mort de Zwicky en 1974.

Les supernovæ de Zwicky ont dominé la physique de ces objets pendant plus d'un quart de siècle, et ont ainsi permis des avancées fulgurantes dans la compréhension du phénomène.

7.1.2 Deux types de recherche

Les relevés dont le but est de rechercher des supernovæ peuvent être séparés en deux catégories : ceux qui sont limités en magnitude, et ceux qui sont limités en distance.

Dans une recherche **limitée en magnitude**, les champs sont généralement des régions choisies au hasard sur le ciel. Le nombre de supernovæ découvertes dépend de la limite de détection sur les images.

En revanche, les cibles d'une recherche **limitée en distance** sont des galaxies individuelles ou des amas de galaxies. La magnitude limite de la recherche peut être bien plus profonde que toutes les supernovæ dans l'échantillon de galaxies ou d'amas. Ainsi le nombre de supernovæ découvertes dépend surtout du nombre et de la distance des galaxies ou des amas de l'échantillon.

Les recherches de supernovæ très proches (Univers local) sont souvent limitées en distance. Tandis que les recherches basées sur la soustraction d'images CCD, telle celle d'EROS, sont limitées en magnitude.

7.2 Comment faire ?

7.2.1 Les principales méthodes

À l'œil

C'est la méthode la plus « simple », retenue par bon nombre d'astronomes amateurs, chasseurs d'étoiles nouvelles. Elle peut être systématique : on surveille nuit après nuit des dizaines de galaxies proches dans l'espoir d'apercevoir, un jour, une protubérance lumineuse sur l'une d'elles. C'est par exemple cette méthode qui est utilisée par le révérend australien Evans (Evans, van den Bergh & McClure 1989), qui compte à son actif des dizaines d'évènements découverts ainsi. Mais la découverte de supernovæ peut aussi être fortuite, comme le fut celle de SN 1987A dans le Grand Nuage de Magellan.

Avec des plaques photos

Les astronomes professionnels ont quant à eux utilisé la comparaison de plaques photos prises à deux époques différentes. La comparaison se fait à l'œil, en superposant les deux négatifs, et en les éclairant successivement. Un astre nouvellement apparu clignote ainsi sur le fond immuable du cliché. Les plaques photos ont l'avantage non négligeable de la surface. Une seule pose survole ainsi plusieurs dizaines de degrés carrés de ciel (contre au mieux 1 deg^2 avec une caméra CCD). Mais cela a l'inconvénient de retenir un lot biaisé de supernovæ (Hamuy & Pinto 1999), du fait de la saturation sur les plaques du centre de la galaxie hôte, et donc de l'impossibilité d'y trouver des supernovæ (effet Shaw).

Par soustraction d'images CCD

Finalement, la technique utilisée de nos jours est la soustraction d'images CCD prises à deux époques différentes. Le schéma typique de détection de supernovæ est assez simple. Il s'agit d'arpenter une certaine portion de ciel et de comparer — par soustraction — les images obtenues à des images prises 3 semaines à un mois plus tôt de façon à ne sélectionner que les supernovæ proches de leur maximum de lumière. L'obtention des clichés a lieu pendant la nouvelle Lune afin de limiter le fond de ciel. Ainsi une recherche a généralement lieu sur au moins 2 mois, le premier étant dédié à la prise des images de référence.

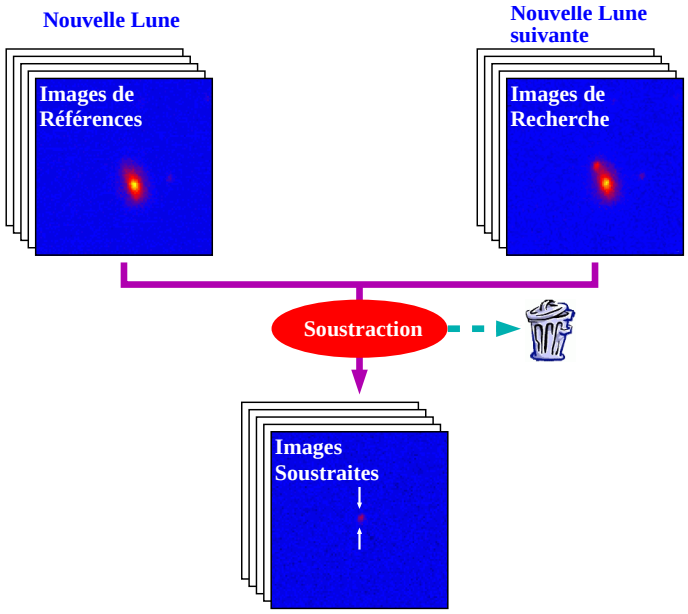


FIG. 7.1 : Illustration de la stratégie de recherche des supernovæ par soustraction d'images CCD. Les images de recherches sont prises autour de la nouvelle Lune. L'intervalle de temps entre les images de recherche et celles de référence correspond ainsi à peu près à une lunaison : cela permet de ne découvrir que des supernovæ autour de leur maximum de lumière.

7.2.2 Le rapport signal sur bruit sur une image CCD

Le signal correspond typiquement au nombre $N_*^{e^-}$ d'électrons collectés. Pour une longueur d'onde donnée, il est proportionnel au nombre de photons N_*^{γ} reçus d'un objet ponctuel comme une étoile ou une supernova :

$$N_*^{e^-} = \eta_\lambda \cdot N_*^{\gamma} \tag{7.1}$$

la constante de proportionalité η_λ étant l'efficacité quantique.

Le bruit $\mathcal{B}$ quant à lui, provient d'un terme « poissonien » qui est l'écart-type $\sigma^2_{N_{tot}^{e^-}}$ du nombre total de d'électrons $N_{\rm tot}^{e^-}$ obtenus à l'emplacement de l'objet auquel il faut ajouter quadratiquement un terme non-poissonien ou bruit de *grenaille*, le bruit de lecture $\sigma^2_{\rm RO}$:

$$\mathcal{B}^2 = \sigma^2_{N_{tot}^{e^-}} + \sigma^2_{\rm RO} \tag{7.2}$$

Le terme poissonien est la somme des contributions provenant de l'objet $N_*^{e^-}$, du fond de ciel[1] $N_{\rm fond}^{e^-}$, et du courant d'obscurité $N_{\rm obs}^{e^-}$:

$$N_{\rm tot}^{e^-} = N_*^{e^-} + n_{\rm pix}(N_{\rm fond}^{e^-} + N_{\rm obs}^{e^-}) \tag{7.3}$$

où $N_{\rm fond}^{e^-}$ et $N_{\rm obs}^{e^-}$ sont des nombres d'électrons par pixel, $n_{\rm pix}$ est le nombre de pixels dans lequel la mesure est faite. Ce nombre $N_{\rm tot}^{e^-}$ est une variable aléatoire poissonienne, donc sa variance est : $\sigma^2_{N_{tot}^{e^-}} = \overline{N_{tot}^{e^-}}$.

[1] auquel une galaxie sous-jacente, dans le cas ou l'objet est une supernova, peut contribuer localement : $N_{\rm fond}^{e^-} = N_{\rm ciel}^{e^-} + N_{\rm galaxie}^{e^-}$.

Le bruit de lecture est généralement exprimé en électrons par pixel $\mathcal{R}_o$, ainsi :

$$\sigma^2_{\mathrm{RO}} = n_{\mathrm{pix}} \cdot \mathcal{R}_o^2 \tag{7.4}$$

Ainsi, de manière générale, le rapport signal sur bruit est donné par :

$$\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}} = \frac{N_*^{e^-}}{\sqrt{N_*^{e^-} + n_{\mathrm{pix}}(N_{\mathrm{fond}}^{e^-} + N_{\mathrm{obs}}^{e^-} + \mathcal{R}_o^2)}} \tag{7.5}$$

qui est appelée « équation des CCD » !

En outre le nombre de photons reçus de l'étoile est proportionnel à son flux de photons reçus dans une certaine bande spectrale ϕ_*^γ, à la surface du miroir primaire du télescope de diamètre D et au temps de pose T :

$$N_*^\gamma = \frac{\pi}{4} D^2 T \phi_*^\gamma \tag{7.6}$$

Le fond de ciel est proportionnel au flux de photons issus du ciel, généralement dénommé « brillance de surface », un flux par unité d'angle solide – ici, par pixel – $\beta_{\mathrm{fond}}^\gamma$.

$$N_{\mathrm{fond}}^\gamma = \frac{\pi}{4} D^2 T \beta_{\mathrm{fond}}^\gamma \tag{7.7}$$

Pour simplifier, on considère que les flux sont mesurés par une photométrie d'ouverture, consistant à intégrer le flux de l'objet[2] dans un disque centré sur le pixel maximum, de diamètre N fois le *seeing*. Ainsi :

$$n_{\mathrm{pix}} = \frac{\pi}{4} \left(N \cdot \frac{\Delta}{\theta} \right)^2 \tag{7.8}$$

Δ étant le *seeing* (en arcsec) et θ la taille d'un pixel sur le ciel (en arcsec).

En considérant que les astronomes utilisent plutôt des magnitudes, mesure du flux dans le domaine visible sur une échelle logarithmique, le flux de photons reçu par le détecteur s'exprime :

$$\phi_*^\gamma(\lambda) = \phi_{\mathrm{ref}}^\gamma(\lambda) \cdot 10^{-0.4 k A_{\mathrm{at}}^\lambda} \cdot 10^{-0.4 m_*^\lambda} \tag{7.9}$$

et

$$\beta_{\mathrm{fond}}^\gamma(\lambda) = \theta^2 \phi_{\mathrm{ref}}^\gamma(\lambda) \cdot 10^{-0.4 k A_{\mathrm{at}}^\lambda} \cdot 10^{-0.4 m_{\mathrm{fond}}^\lambda} \tag{7.10}$$

$\phi_{\mathrm{ref}}^\gamma$ étant un flux de photons d'une étoile de magnitude 0 mesuré au-dessus de l'atmosphère dans la bande spectrale choisie, k est la « masse d'air » (égale à l'inverse du cosinus de l'angle zénithal) et A_{at}^λ est l'absorption atmosphérique en magnitudes par masse d'air pour l'endroit où a lieu l'observation, et dans la bande spectrale considérée. m_*^λ est la magnitude apparente de l'objet dans la même bande spectrale, et $m_{\mathrm{fond}}^\lambda$ est la brillance du fond de ciel.

Compte tenu de (7.1), (7.6) et (7.9), on peut exprimer sous une forme logarithmique le flux mesuré sur le CCD :

$$-2.5 \log \frac{N_*^{e^-}}{T} = \underbrace{-2.5 \log \left(\eta_\lambda \frac{\pi}{4} D^2 \phi_{\mathrm{ref}}^\gamma \right)}_{-\mathcal{P}_z^\lambda} + k A_{\mathrm{at}}^\lambda + m_*^\lambda \tag{7.11}$$

[2] La « forme » d'une étoile, ponctuelle, est donnée par la réponse impulsionnelle de l'atmosphère et du détecteur combinés. Cette forme, ou « Fonction d'Étalement de Point » (*PSF* pour *Point Spread Function* en anglais) peut être modélisée en première approximation par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale au *seeing*. Ce dernier étant un angle (*angle de seeing*) quantifiant l'agitation turbulente de l'atmosphère moyennée dans le temps, au moment de l'observation.

où le terme $\mathcal{P}_z^\lambda = 2.5 \log\left(\eta_\lambda \frac{\pi}{4} D^2 \phi_{\text{ref}}^\gamma\right)$ est le point zéro, dépendant des caractéristiques du télescope, du détecteur, des filtres utilisés, habituellement mesuré lors de l'étape de calibration (voir paragraphe 8.4.3 et Regnault 2000, p. 112).
Finalement, le signal électronique ($\mathcal{S} = N_*^{e^-}$) est donné par (7.11) :

$$\mathcal{S} = T \cdot 10^{-0.4(m_*^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)}$$

tandis que le bruit (7.2) s'exprime avec (7.3), (7.4), (7.6), (7.7) et (7.8) selon :

$$\mathcal{B}^2 = \underbrace{T \cdot 10^{-0.4(m_*^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)}}_{N_*^{e^-}} + \underbrace{\frac{\pi}{4}\left(N \cdot \frac{\Delta}{\theta}\right)^2}_{n_{\text{pix}}} \cdot \left[\underbrace{T\theta^2 \cdot 10^{-0.4(m_{\text{fond}}^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)}}_{N_{\text{fond}}^{e^-}} + N_{\text{obs}}^{e^-} + \mathcal{R}_o^2\right]$$

l'équation (7.5) s'écrit ainsi :

$$\boxed{\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}} = \frac{T \cdot 10^{-0.4(m_*^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)}}{\sqrt{T \cdot 10^{-0.4(m_*^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)} + \frac{\pi}{4}\left(N \cdot \frac{\Delta}{\theta}\right)^2 \cdot \left[T\theta^2 \cdot 10^{-0.4(m_{\text{fond}}^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)} + N_{\text{obs}}^{e^-} + \mathcal{R}_o^2\right]}}} \tag{7.12}$$

avec :

T le temps de pose (en secondes) ;

m_λ la magnitude de l'objet observé dans la bande spectrale voulue ;

$\mathcal{P}_z^\lambda$ le point zéro (en électrons) pour le télescope et le détecteur donné ;

k la masse d'air ;

$A_{\mathbf{at}}^\lambda$ l'absorption atmosphérique pour la bande spectrale donnée ;

N la valeur du rayon d'ouverture pour la photométrie d'ouverture (en nombre de *seeing*) ;

Δ le *seeing* (en arcsec) ;

θ la taille d'un pixel sur le ciel (en arcsec) ;

$m_{\mathbf{fond}}^\lambda$ la brillance du fond de ciel (en magnitude/arcsec^2) ;

$N_{\mathbf{obs}}^{e^-}$ le courant d'obscurité (en électrons/pixel) ;

$\mathcal{R}_o^2$ le bruit de lecture (en électrons/pixel).

Remarquons que cette équation n'est valable que quand les flux sont mesurés en électrons. Pour des flux mesurés en unités logiques – ou ADU (*Analog Digital Unit*) – il faut la modifier légèrement en spécifiant le gain g, rapport entre le nombre d'électrons et le nombre d'unités logiques pour un CCD et un système de lecture donnés :

$$\left.\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}}\right|_{\text{ADU}} = \frac{g^{-1/2} \cdot T \cdot 10^{-0.4(m_*^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)}}{\sqrt{T \cdot 10^{-0.4(m_*^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)} + \frac{\pi}{4}\left(N \cdot \frac{\Delta}{\theta}\right)^2 \cdot \left[T\theta^2 \cdot 10^{-0.4(m_{\text{fond}}^\lambda - \mathcal{P}_z^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)} + N_{\text{obs}}^{e^-} + \frac{\mathcal{R}_o^2}{g}\right]}} \tag{7.13}$$

Cas où $N_*^{e^-} >> N_{\mathbf{fond}}^{e^-}$

La relation (7.12) se réduit alors à :

$$\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}} \sim D \cdot \sqrt{T \cdot \frac{\pi}{4} \eta_\lambda \phi_{\text{ref}}^\gamma \cdot 10^{-0.4(m_*^\lambda + kA_{\text{at}}^\lambda)}} \tag{7.14}$$

où le diamètre D du télescope intervient directement, ainsi que la racine carrée du temps de pose T.

7.2.3 La magnitude limite

On cherche la magnitude m_*^λ pour un rapport signal sur bruit $\mathcal{S}/\mathcal{B}$ donné. Ce qui donne à partir de l'équation (7.12) :

$$\begin{aligned} m_{\rm lim}^\lambda &= \mathcal{P}_z^\lambda - kA_{\rm at}^\lambda - 2.5\log\left[\frac{1}{2T}\left(\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}}\right)^2\right. \\ &\times \left.\left(1+\sqrt{1+\frac{\pi\left(N\Delta/\theta\right)^2\left(T\theta^2\cdot 10^{-0.4(m_{\rm fond}^\lambda-\mathcal{P}_z^\lambda+kA_{\rm at}^\lambda)}+N_{\rm obs}^{e^-}+\mathcal{R}_o^2\right)}{(\mathcal{S}/\mathcal{B})^2}}\right)\right] \end{aligned} \tag{7.15}$$

Une approximation légitime pour simplifier quelque peu cette équation est de négliger non seulement le courant d'obscurité $N_{\rm obs}^{e^-}$, mais aussi le bruit de lecture (hypothèse tout à fait justifiée avec les CCD modernes de faible bruit de lecture comme EROS en est doté, pour des temps de poses supérieurs à quelques dizaines de secondes — voir la relation 7.25). Ainsi (7.15) devient :

$$m_{\rm lim}^\lambda \simeq \frac{1}{2}\,\mathcal{P}_z^\lambda - \frac{1}{2}\,kA_{\rm at}^\lambda - 2.5\log\left(\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}}\right) + 1.25\log T - 2.5\log\left(\frac{\sqrt{\pi}N\Delta}{2}\right) + \frac{1}{2}\,m_{\rm fond}^\lambda \tag{7.16}$$

ou encore, compte tenu de (7.11) :

$$m_{\rm lim}^\lambda \simeq 2.5\log\left(\frac{\sqrt{T}D}{\mathcal{S}/\mathcal{B}}\right) - 2.5\log\left(\frac{N\Delta}{\sqrt{\eta_\lambda\phi_{\rm ref}^\gamma}}\right) + \frac{1}{2}\,m_{\rm fond}^\lambda - \frac{1}{2}\,kA_{\rm at}^\lambda \tag{7.17}$$

La magnitude limite atteinte dépend non seulement du temps de pose T mais également fortement du diamètre D du télescope utilisé.

7.2.4 La profondeur atteinte

Pour des chandelles standards, dont la magnitude absolue est à peu près constante, la relation (7.15) donnant la magnitude limite peut être transformée en relation sur un décalage vers le rouge limite. En effet compte tenu de (A.21) et (A.23), on a la relation entre la magnitude m_λ, la magnitude absolue M_λ et le décalage vers le rouge z (pour $z \ll 1$) :

$$m_\lambda \sim M_\lambda + 5\cdot\log\left[\frac{cz/H_o}{10\ {\rm pc}}\right]$$

soit :

$$z_{\rm lim} = \frac{H_o/c}{1\ {\rm Mpc}^{-1}}\ 10^{0.2(m_{\rm lim}^\lambda - M_\lambda)-5} \tag{7.18}$$

ou encore compte tenu de (7.16) :

$$z_{\rm lim} \simeq \frac{H_o/c}{1\ {\rm Mpc}^{-1}}\left(\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}}\right)^{-1/2} T^{1/4}\left(\frac{2}{\sqrt{\pi}N\Delta}\right)^{1/2} 10^{0.1(m_{\rm fond}^\lambda+\mathcal{P}_z^\lambda-kA_{\rm at}^\lambda)} \tag{7.19}$$

et d'après (7.17) :

$$z_{\rm lim} \propto \sqrt{D}\cdot T^{1/4} \tag{7.20}$$

Ainsi le temps de pose intervient peu sur la profondeur atteinte. En le doublant, on n'augmente le décalage spectral limite seulement de 20 %.

7.2.5 Le nombre de supernovæ détectables

Le nombre de supernovæ obtenues pour une recherche donnée, dépend non seulement du rapport signal sur bruit, mais aussi du paramètre physique qu'est le taux d'explosion. La mesure de ce paramétre fait l'objet de ce travail, mais Hardin et al. (2000) en donne une estimation.

Le nombre « absolu » dn de supernovæ situées au décalage vers le rouge $z \in [z, z+dz]$ par unité de temps est donné par :

$$\frac{dn}{dzdt}(z) = \mathcal{R}_{\rm SN}(z) \cdot \rho_L(z) \cdot \frac{dV}{dz}(z)$$

où :

- $\mathcal{R}_{\rm SN}$: est le taux de supernova, c'est-à-dire le nombre d'explosions par unité de luminosité galactique et par unité de temps ;
- ρ_L : est la densité lumineuse de galaxies (luminosité par unité de volume) ;
- dV : est l'élément de volume.

En revanche **le nombre de supernovæ détectables** dépend d'autres critères dont la magnitude limite de la recherche. Compte tenu de cela, une supernova située au décalage vers le rouge z ne sera « visible » que pendant un certain intervalle de temps ΔT_c, appelé *temps de contrôle*, illustré sur la figure 7.2. Ainsi le nombre de supernovæ détectables par unité d'angle solide dans l'intervalle de

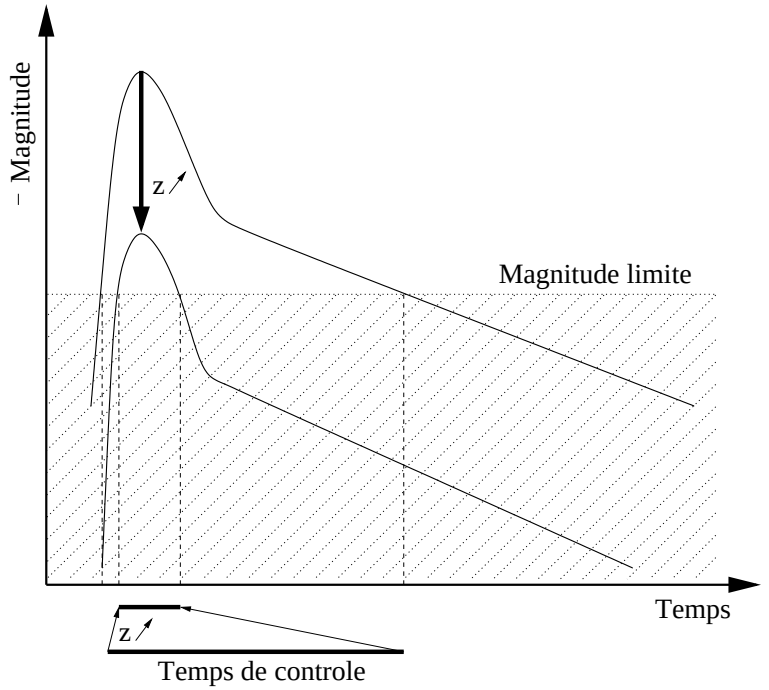


Fig. 7.2 : Le temps de contrôle est défini comme le temps pendant lequel une supernova est visible par un instrument donné.

décalages vers le rouge $[z, z+dz]$ est donné par :

$$\frac{dn}{dzd\Omega}(z) = \mathcal{R}_{\rm SN}(z) \cdot \rho_L(z) \cdot \Delta T_c(z, m_{\rm lim}) \frac{dV}{dzd\Omega}(z) \tag{7.21}$$

Pour simplifier, on prend $\mathcal{R}_{\rm SN}(z) = \mathcal{R}_{\rm SN} = $ cte et $\rho_L(z) = \rho_L = $ cte. Par ailleurs, $dV(z) = R_o^3 dV_c(z)$ où R_o est le facteur d'échelle et dV_c l'élément de volume comobile. Le volume comobile pour un Univers « plat » est donné par (A.13), donc en intégrant (7.21) sur tous les décalages vers le rouge et tout l'angle solide Ω du sondage, le nombre $n_{\rm SN}$ s'écrit :

$$\begin{aligned} n_{\rm SN} &= \Omega \left(\frac{c}{H_o}\right)^3 \rho_L \mathcal{R}_{\rm SN} \int_0^\infty \Delta T_c(z, m_{\rm lim}) \left[(1+z)^2(1+z\Omega_{M_o}) - \Omega_{\Lambda_o} z(2+z)\right]^{-1/2} \\ &\quad \times \left[\int_0^z \left[(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_o}) - \Omega_{\Lambda_o} z'(2+z')\right]^{-1/2} dz'\right]^2 dz \end{aligned} \tag{7.22}$$

ce qui devient, à petit décalage vers le rouge :

$$n_{\rm SN} \sim \Omega \left(\frac{c}{H_o}\right)^3 \rho_L \mathcal{R}_{\rm SN} \int_0^\infty \Delta T_c(z, m_{\rm lim}) z^2 \; dz \tag{7.23}$$

De plus nous verrons au §8.5.1 qu'en première approximation $\Delta T_c(z, m_{\rm lim}) \propto 1/z$. Ainsi la relation précédente se réduit à :

$$n_{\rm SN} \propto \Omega \; z_{\rm lim}^2 \tag{7.24}$$

Le nombre de supernovæ trouvées lors d'une recherche dépend linéairement de la fraction de ciel observé (à travers l'angle solide Ω), mais quadratiquement du décalage spectral limite $z_{\rm lim}$. Ainsi plus une recherche est profonde, moins l'angle solide à couvrir a besoin d'être important pour obtenir un nombre raisonnable de supernovæ.

7.3 Les recherches profondes (z > 0.4)

La première tentative de recherche systématique de supernovæ lointaines dans le but explicite de mesurer le paramètre de décélération q_o fut entreprise à la fin des années 80 par une équipe menée par des Danois, et utilisant un télescope de 1.5 m de l'ESO (Hansen et al. 1989 ; Norgaard-Nielsen et al. 1989). Ils prirent des images CCD d'amas de galaxies de manière répétée sur plusieurs mois afin de chercher des nouveaux objets (supernovæ potentielles) en utilisant des méthodes modernes de traitement d'images. Ils obtinrent une seule SN Ia, SN 1988U, à un décalage spectral de 0.31, qui leur permire de contraindre q_o ($-0.6 < q_o < 2.5$), mais pas de reconduire leur projet, le taux de découverte étant trop faible.

Néanmoins, ce groupe fait figure de pionnier dans la recherche de supernovæ lointaines, montrant qu'il était possible de trouver des évènements lointains, à partir d'images prises à différentes époques et avec un traitement de donnée adéquat. Seuls la capacité de calcul des ordinateurs de l'époque, combinée avec un petit télescope, un champ étroit, et la toute première génération de capteur CCD peut expliquer leur échec relatif.

7.3.1 Le « Supernova Cosmology Project » (SCP)

Le *Supernova Cosmology Project*[3] est né à Berkeley en 1988 à partir de la recherche de supernovæ proches (the Berkeley Automated Supernova Search Team) entreprise par Richard Muller et Carl Pennypacker du Lawrence Berkeley Laboratory, qui utilisait une caméra CCD sur un petit télescope de l'Université de Californie (UCB) (Pennypacker et al. 1989 ; Perlmutter et al. 1992).

[3] http ://supernova.lbl.gov

Dirigé par Saul Perlmutter du LBNL, le SCP est une équipe internationale qui utilise des caméras CCD à grand champ montées sur des télescopes à grande ouverture, comme le télescope Anglo-Australien (AAT) de 3.9m ou le télescope Isaac Newton (INT) de 2,5m. Par la suite la recherche s'est effectuée sur le télescope Blanco de 4m au CTIO.

Le SCP fut la première équipe a démontrer la possibilité de découvrir des supernovæ à des époques prévues à l'avance, de manière à pouvoir programmer des observations pour le suivi photométrique et spectroscopique des candidats.

Leur première supernova fut SN 1992bi, dont le décalage spectral de 0.458 a été déterminé à partir d'un spectre de la galaxie hôte (Perlmutter et al. 1995).

En 1994 le projet avait sept supernovæ probablement toutes de type Ia, ce qui permit une première mesure des paramètres cosmologiques (Perlmutter et al. 1997). Ce succès engendra un regain d'intérêt de la part de la communauté astronomique.

Depuis, ce sont pas loin de 200 supernovæ qui ont été découvertes par le SCP, jusqu'à des décalages spectraux $z \gtrsim 1.2$.

7.3.2 Le « High-z Supernova Search Team » (HZT)

Motivés par le succès du SCP dans la découverte de supernovæ lointaines, une équipe concurrente (HZT[4]) s'est formée autour de Brian Schmidt et Nick Suntzeff en 1994. Contrairement au SCP qui regroupe des physiciens parfois issus de la physique des particules, le HZT s'est formé d'astronomes qui « trempaient » déjà dans les supernovæ.

Le HZT effectue ses recherches de supernova au télescope Blanco de 4m du CTIO, suivant une stratégie similaire à celle du SCP. Leur première supernova date de 1995 (Schmidt et al. 1998), SN 1995K, $z = 0.48$.

7.4 Les recherches proches (0.05 < z < 0.2) et intermédiaires (0.2 < z < 0.4)

7.4.1 Le « European Supernova Cosmology Consortium » (ESCC)

L'ESCC est né à l'automne 1998 d'une collaboration entre des astronomes français, anglais et espagnols pour rechercher des supernovæ aux décalages spectraux intermédaires. Ceci dans le but de combler le vide à cet endroit dans le diagramme de Hubble (figures 4.5 ou 4.6). La recherche est effectuée avec la caméra grand champ de l'Isaac Newton Telescope (2.5 m) à l'observatoire de El Roque de los Muchachos, sur l'île de La Palma aux Canaries.

Après un début difficile — aucune supernova trouvée lors de la recherche de 1998, deux SNe Ia lors de la recherche du printemps 1999 (IAUC 7182) — l'ESCC a démontré sa capacité à chercher et surtout à trouver des SNe à l'automne 1999. Là, huit supernovæ de type Ia, avec des décalages spectraux s'échelonnant entre 0.18 et 0.49 furent trouvées (IAUC 7258).

Le suivi photométrique et spectroscopique est effectué sur les télescopes de l'observatoire de La Palma (JKT, INT, WHT, NOT...), ou bien à l'ESO...

7.4.2 Les différentes recherches proches

De nombreux groupes de par le monde effectuent ou ont effectué des recherches de supernova proches. En effet, un minimum d'instrumentation (caméra CCD) sur un petit télescope (moins de 1 m de diamètre) suffisent. La recherche peut s'effectuer par soustraction d'images ou bien par

[4]http ://cfa-www.harvard.edu/cfa/oir/Research/supernova/HighZ.html

comparaison avec un catalogue. Bref, tout ceci est désormais à la portée d'un astronome amateur averti. En revanche la difficulté réside dans l'utilisation astrophysique des objets découverts. En effet, pour avoir une quelconque utilité, les supernovæ découvertes doivent avoir une couverture photométrique et spectrale importante, ce qui demande souvent beaucoup de temps de télescope. Ainsi le suivi spectroscopique doit être effectué nécessairement sur des télescopes plus gros, donc professionnels, auxquels seule une collaboration assez large et bien organisée a accès pendant une période conséquente.

Seuls le relevé Calán/Tololo et la recherche automatique de l'observatoire Lick sont quelque peu détaillés ci-dessous. Le premier pour son importance en cosmologie, le second pour son quasi-monopole dans la découverte de supernovæ proches à l'heure actuelle.

Le relevé Calán/Tololo

Le lot de supernovæ proches le plus homogène dont nous disposons actuellement est celui du *Calán/Tololo Supernova Survey* (Hamuy et al. 1993) qui date d'une dizaine d'années.

Ce relevé a débuté en 1990 à l'observatoire Inter-Américain du Cerro Tololo (CTIO) au Chili et à l'observatoire du Cerro Calán de l'Université du Chili, dans le but de construire un diagramme de Hubble avec des SNe Ia jusqu'à des décalages spectraux de l'ordre de 0.1. Il s'est terminé en 1993.

La phase de recherche consistait à observer deux fois par mois 45 champs avec une chambre de Schmidt (de surface sur le ciel $5° \times 5°$). Chaque candidat était alors classifié par spectroscopie, et suivi photométriquement à l'aide d'une caméra CCD dans les bandes $BVRI$.

Sur les 50 supernovæ découvertes pour lesquelles une identification spectrale a été obtenue, 32 sont de type Ia (Hamuy et al. 1996a).

Cet ensemble de courbes de lumière bien échantillonnées est à ce jour le plus important. Il est largement utilisé pour étalonner les supernovæ lointaines dans le diagramme de Hubble.

Le *Lick Observatory Supernova Search*

En 1997 fut mis en opération à l'observatoire Lick en Californie, un télescope de de 30 pouces (76 cm), complètement automatique, dédié à la recherche de supernovæ proches, le *Katzman Automatic Imaging Telescope*[5] (KAIT). La recherche de supernova est également automatique, et quand un candidat apparaît, un spectre en est pris avec le télescope de trois mètres de l'observatoire Lick. Le KAIT disposant d'une batteries de filtres standards, il réalise le suivi photométrique. Quelques dizaines de supernovæ très proches (le temps de pose est de quelques dizaines de secondes) sont ainsi découvertes chaque année. Il n'en reste pas moins que peu d'entre elles bénéficient d'un suivi important ; d'abord à cause des énormes moyens nécessaires, mais aussi parce la qualité du site de l'observatoire Lick n'est plus ce qu'elle était...

7.5 L'expérience EROS2

Cette *Expérience de Recherche d'Objets Sombres* est essentiellement dédiée à la recherche de matière noire baryonique dans notre Galaxie, matière noire sous forme de MACHOs (Massive Astronomical Compact Halo Objects), qui sont détectables par l'intermédiaire de l'effet de microlentille gravitationnelle qu'ils peuvent induire sur des étoiles situées en arrière-plan.

Ces évènements étant très rares, pour espérer en observer un nombre significatif, EROS2 s'est doté d'un télescope entièrement automatisé avec deux caméras à grand champ.

[5] http ://astron.berkeley.edu/∼bait/kait.html

Ainsi parée l'expérience s'est également lancée dans la recherche de supernovæ, le grand champ des caméras et l'automatisation du télescope le rendant très compétitif dans ce domaine[6]. Jusqu'en 2000 environ 15% du temps était consacré à la recherche de supernovæ.

7.5.1 Un coup d'œil sur l'instrumentation

L'appareillage de cette expérience a été décrit à de nombreuses reprises (Bauer 1997 ; Palanque-Delabrouille 1997b) ; nous nous contentons de rappeler ce qui nous servira par la suite.

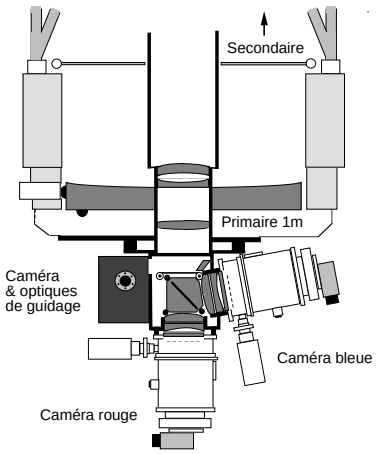


Fig. 7.3 : Le système optique du télescope d'EROS, le Marly, avec ses deux caméras placées au foyer, derrière un cube dichroïque.

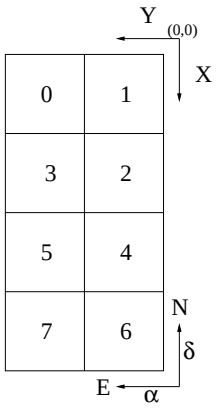


Fig. 7.4 : L'orientation de la mosaïque de 8 CCD. Le grand axe est parallèle au méridien céleste.

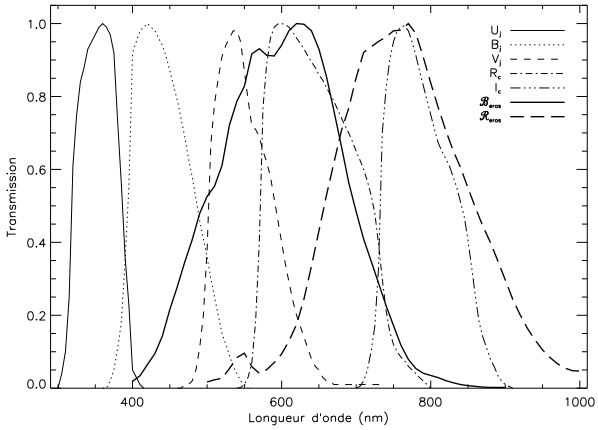


Fig. 7.5 : Les bandes passantes du Marly comparée aux bandes standards U_j, B_j, V_j, R_c et I_c. Ces transmittances ont été déterminées par Regnault (2000). On remarque qu'elles sont larges, la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$ étant à peu près à cheval sur les bandes V_j et R_c, tandis que la bande $\mathcal{R}_{\rm eros}$ est plus proche de la bande I_c.

L'optique

Le télescope utilisé – le MARLY – est de type Ritchey-Chrétien[7] avec un miroir primaire de 1 mètre de diamètre. Il est situé sur le site de l'Observatoire Européen Austral (ESO), à La Silla au Chili (dont la latitude, 29°15' sud, est propice à l'observation des Nuages de Magellan une grande partie de l'année). Au niveau du foyer Cassegrain, un cube dichroïque sépare le faisceau incident vers deux caméras grand champ (voir la figure 7.3). Ce système permet de prendre simultanément deux images de deux couleurs différentes (nécessaire au test d'achromaticité pour les microlentilles). Les bandes passantes sont larges et non-standards (figure 7.5) :

- Bande « bleue » – $\mathcal{B}_{\rm eros}$ – centrée sur 611 nm, de largeur 183 nm,
- Bande « rouge » – $\mathcal{R}_{\rm eros}$ – centrée sur 769 nm, de largeur 199 nm.

[6]Si la découverte de supernovæ s'est rapidement révélée fructeuse, l'identification spectrale ainsi que le suivi photométrique se sont avérés plus délicats à mettre en œuvre, ceux-ci nécessitant du temps sur différents télescopes, synchronisé avec la découverte des candidats, et pas toujours facile à obtenir. Ce temps ne peut être obtenu qu'au sein de collaborations plus larges, comme l'ont démontré les recherches du printemps 1999 et du printemps 2000.

[7]Un télescope de type Ritchey-Chrétien a son miroir primaire hyperbolique concave, son miroir secondaire étant hyperbolique convexe. Ce type d'optique, bien que non trivial à polir, permet de réduire considérablement les aberrations (il est notamment exempt de coma), et ce sur un large champ.

Les caméras CCD

Ce télescope entièrement automatisé est équipé de deux caméras à grand champ. Chacune d'elle comporte une mosaïque de 8 CCD LORAL de 2048 $\times$ 2048 pixels de 15 μm (figure 7.4). La taille d'un pixel sur le ciel est de 0.62", chaque CCD couvrant ainsi 21'. La surface totale de la caméra est ainsi de $1.411^o \times 0.705^o$, soit près de 1 deg^2.

CCD n^o	RON (en e^-)	Gain (en e^-/ADU)	Saturation (en ADU)	Offset (en ADU)
$\mathcal{R}$ 0	6.5	1.70	44000	4750
$\mathcal{R}$ 1	8.7	1.91	55000	4670
$\mathcal{R}$ 2	22.6	1.60	45000	9400
$\mathcal{R}$ 3	6.4	1.85	45000	5030
$\mathcal{R}$ 4	6.6	1.70	48000	3360
$\mathcal{R}$ 5	6.4	1.66	53000	6690
$\mathcal{R}$ 6	6.4	1.99	38000	5740
$\mathcal{R}$ 7	6.7	1.82	50000	5360
$\mathcal{B}$ 0	6.0	1.63	35000	5750
$\mathcal{B}$ 1	7.4	2.00	32000	4620
$\mathcal{B}$ 2	6.1	1.67	54000	4900
$\mathcal{B}$ 3	5.9	1.69	44000	5130
$\mathcal{B}$ 4	6.1	1.78	44000	4950
$\mathcal{B}$ 5	6.3	1.89	42000	4140
$\mathcal{B}$ 6	6.2	1.84	40000	5330
$\mathcal{B}$ 7	6.7	1.78	56000	5650

Tab. 7.1 : Caractéristiques électroniques des CCD. Les valeurs sont données pour les deux caméras (« $\mathcal{R}$ » pour rouge et « $\mathcal{B}$ » pour bleu). On donne respectivement : le bruit de lecture (RON), le gain, la valeur de saturation et l'offset.

L'acquisition des données

L'expérience doit faire face à un important volume de données (environ 20 Go par nuit). De ce fait non seulement l'acquisition, mais également la réduction des images est automatisée. Les 16 images correspondant aux deux caméras sont lues simultanément en 50 secondes environ. Les images brutes et réduites sont stockées sur des bandes DLT à la fin de chaque nuit, bandes qui sont ensuite envoyées en France au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon.

7.5.2 Les programmes de physique

Les tenants et les aboutissants de la recherche de microlentilles gravitationnelles et de matière noire sont présentés en détail dans Afonso (2001), Derue (2000), Goldman (2001), Lasserre (2000a), Palanque-Delabrouille (1997b), c'est pourquoi nous ne rappelerons ici que les principaux axes de recherche impliqués dans cette expérience.

La majeure partie du temps est consacrée à suivre le flux de millions d'étoiles situées dans les Nuages de Magellan (Palanque-Delabrouille 1997a ; Lasserre 2000b), afin de sonder la population de Machos sur la ligne de visé (qu'ils soient dans le halo de notre Galaxie ou dans celui des Nuages), mais aussi vers le Centre de notre Galaxie (Afonso 2001), et vers ses bras spiraux (Derue 1999).

Les champs utilisés pour la recherche de supernovæ sont également utilisés pour rechercher des objets faiblement lumineux du halo, à l'aide de leur mouvement propre beaucoup plus important que pour les étoiles du disque (Goldman 2001).

7.6 La recherche de supernovæ avec EROS2

7.6.1 La magnitude limite d'une recherche

Appliquons les équations obtenues aux paragraphes 7.2.2 et 7.2.3 aux caméras CCD d'EROS.

Pour ce faire, considérons un CCD « moyen » de la mosaïque « visible » (bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$). L'efficacité quantique est environ de $\eta_{\mathcal{B}_{\rm eros}} = 0.4$ e$^-/\gamma$. La bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$ a une largeur à mi-hauteur de 1830 Å, et a pour longueur d'onde moyenne 611 nm ; on a ainsi à peu près : $\lambda_{\mathcal{B}_{\rm eros}} = \frac{1}{2}(\lambda_{V_j} + \lambda_{R_c})$.

Sachant que l'irradiance spectrale d'une étoile de magnitude 0.0 au sommet de l'atmosphère est de $10.08 \cdot 10^6$ γ m^{-2} s^{-1} Å^{-1} pour la longueur d'onde moyenne de 550 nm du filtre standard V_j, et de $6.13 \cdot 10^6$ γ m^{-2} s^{-1} Å^{-1} pour la longueur d'onde moyenne de 700 nm du filtre R_c, pour la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$, cela fait environ : $8.10 \cdot 10^6$ γ m^{-2} s^{-1} Å^{-1}. Le point zéro associé est (7.11) :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{z_{e^-}}^{\mathcal{B}_{\rm eros}} &= 2.5 \log(0.4 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot 1^2 \cdot 8.105 \cdot 10^6 \cdot 1830 \text{ e}^- \cdot \text{s}^{-1}) \\ &= 24.17 \end{aligned}$$

pour des flux mesurés en électrons. Le gain moyen d'un CCD d'EROS est de 1.7 e^-/ADU. On a : $\mathcal{P}_{z_{\rm ADU}} = \mathcal{P}_{z_{e^-}} - 2.5 \log g$, où g est le gain en e^-/ADU. Ainsi $\mathcal{P}_{z_{\rm ADU}} = 23.59$.

On trouve empiriquement un point zéro de de 22.7 (§8.4.3 et annexe D) soit un écart de près d'une magnitude par rapport à la valeur ci-dessus. Cet écart provient du fait que nous avons supposé une transmittance de 100 % pour le filtre d'EROS. Pour expliquer la différence obtenue, il faut supposer une transmittance d'environ 40 %. Cependant Regnault (2000) l'a mesurée et obtient 15 % dans la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$. Compte tenu de l'écart important entre ces valeurs, nous utiliserons dans la suite la valeur du point zéro tel qu'il est mesuré : $\mathcal{P}_{z_{\rm ADU}} \sim 22.7$.

Les coefficients d'extinction moyenne à La Silla dans les bandes standards V_j et R_c sont respectivement d'environ[8] 0.13 mag et 0.10 mag soit environ 0.12 mag pour la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$. Les recherches de supernovæ des printemps 1999 et 2000 ont été faites à une déclinaison de $\sim 0°$, La Silla étant à une latitude de $\sim -30°$, la masse d'air est $k \sim 1/\cos 30° = 1.15$. Ainsi $kA_{\rm at}^{\lambda} = 0.14$ mag.

La valeur $N = 2$ permet de récupérer la quasi-totalité du flux de l'objet, le *seeing* typique est $\Delta = 2.5$ arcsec, la taille d'un pixel sur le ciel est de $\theta = 0.62$ arcsec. La brillance du ciel en l'absence de Lune à La Silla[9] est de 21.8 mag/arcsec^2 pour la bande V_j et 20.9 mag/arcsec^2 pour la bande R_c ; on prendra cette dernière valeur pour $\mathcal{B}_{\rm eros}$. On néglige le courant d'obscurité ($N_{\rm obs}^{e^-} \sim 0$). Le bruit de lecture est en moyenne de 6.4 e$^-$/pixel avec un gain de 1.7 e$^-$/ADU, soit un bruit de lecture de $\mathcal{R}_o = 3.8$ ADU/pixel.

Ainsi l'équation (7.15) s'écrit :

$$\mathcal{B}_{\rm eros}^{\rm lim} = 22.36 - 2.5 \log \left[\frac{1}{2T} \left(\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}} \right)^2 \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}} \right)^{-2} 204.3 \cdot (0.97 \cdot T + 14.17)} \right) \right] \qquad (7.25)$$

[8] cf. http ://www.ls.eso.org/lasilla/atm_ext/alldatamap.html
[9] cf. http ://www.ls.eso.org/lasilla/Telescopes/2p2T/D1p5M/misc/SkyBrightness.html

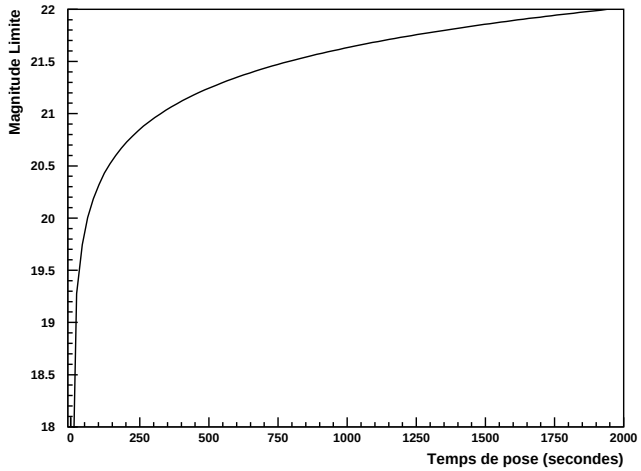


FIG. 7.6 : Magnitude $\mathcal{B}_{\rm eros}$ limite en fonction du temps de pose, pour un rapport signal sur bruit de 7.

Pour un temps de pose $T \gtrsim 100$ s, le bruit de lecture devient négligeable :

$$\mathcal{B}_{\rm eros}^{\rm lim} \simeq 22.36 - 2.5 \log\left(\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{B}}\right) + 1.25 \log T - 2.11 \tag{7.26}$$

La relation ci-dessus est représentée sur la figure 7.6 pour un rapport signal sur bruit de 7. La valeur typique de la magnitude limite est ainsi de 21.5 pour un temps de pose de 600 secondes et de 21 pour un temps de pose de 300 secondes.

7.6.2 Le décalage vers le rouge maximal atteint

La magnitude absolue d'une supernova Ia standard au maximum de lumière est (Riess, Press & Kirshner 1996) $M_B^{\rm max} = -19.36$ dans la bande standard B_j, pour une constante de Hubble de $H_o = 64$ km $\cdot$ s^{-1} $\cdot$ Mpc^{-1}, et $M_R^{\rm max} = -19.41$ dans la bande R_c, soit $M_{\mathcal{B}_{\rm eros}}^{\rm max} = -19.38$. On peut alors reporter cette valeur dans l'équation (7.18). Le résultat est reporté sur le graphe de la figure 7.7. La valeur moyenne de la distribution en décalage spectral obtenu est indiqué sur la figure 7.8 en fonction du temps de pose.

7.6.3 Le nombre de supernovæ de type Ia détectables

Reportons les valeurs suivantes :

$\rho_L = 0.014 \cdot 10^{10}\ h\ {\rm L}_\odot \cdot {\rm Mpc}^{-3}$ valeur mesurée par le relevé LCRS (Lin et al. 1996) ;
$\mathcal{R}_{\mathbf{Ia}} = 0.44\ h^2$ SNu $= 0.44\ h^2\ (10^{10}\ {\rm L}_\odot)^{-1} (100\ {\rm yr})^{-1}$ (Hardin et al. 2000) ;
$H_o = 100\ h$;
$(\Omega_{M_o}, \Omega_{\Lambda_o}) = (0.3, 0.7)$.

dans l'équation (7.22), sachant par ailleurs que le patron de courbe de lumière utilisé dans le calcul du temps de contrôle est celui de la supernova SN 1992al (Hamuy et al. 1996a), qui est une

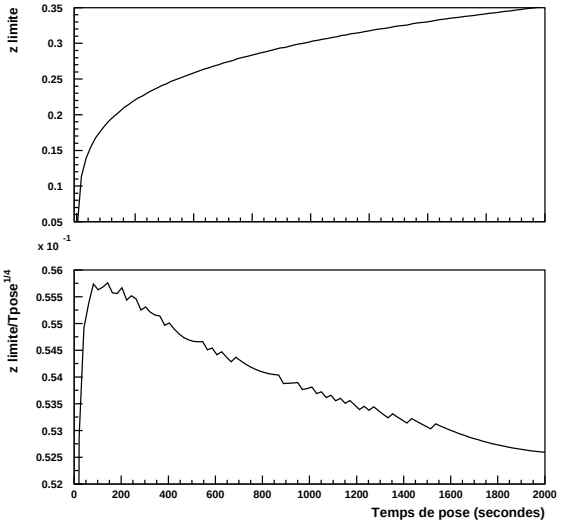


FIG. 7.7 : Décalage spectral limite en fonction du temps de pose, pour des supernovæ de type Ia standard. La figure du bas montre que celui-ci se comporte à peu près comme le temps de pose à la puissance 1/4, comme prévu lorsque l'on est limité par le fond de ciel (équation 7.19).

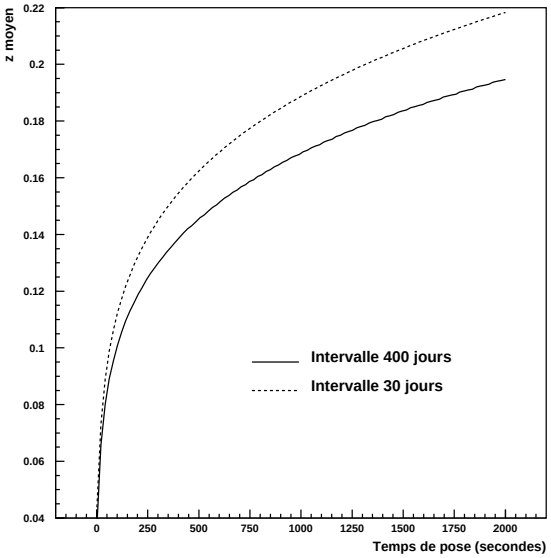


FIG. 7.8 : Moyenne de la distribution en décalage spectral en fonction du temps de pose. Quand l'intervalle entre l'image de recherche et l'image de référence est de 400 jours, des supernovæ sont découvertes longtemps après leur maximum de lumière. Cela implique qu'elles soient relativement proches. Si cet intervalle est seulement de 30 jours, toutes ces supernovæ proches ne sont pas détectées : c'est pourquoi la moyenne de la distribution en décalage spectral se trouve décalée vers les grands décalages spectraux.

supernova standard, que l'on a ajusté avec une fonction analytique donnée par Contardo et al. (2000) — voir $ 8.4.2.

Le nombre de supernovæ de type Ia attendu par EROS par degré carré de ciel est donné sur la figure 7.9, en fonction du temps de pose adopté. La figure 7.10 donne le temps de pose optimal à adopter pour maximiser le nombre de supernovæ de type Ia découvert, compte tenu du temps mort entre deux clichés (180 secondes[10]). Ainsi le temps de pose de 250 secondes est particulièrement bien adapté à l'instrumentation de l'expérience ; nous verrons qu'il fut de 300 secondes pour la recherche de 1999 et de 600 secondes en 2000.

7.6.4 Le logiciel de détection

Le programme de détection automatique de supernovæ est installé directement sur place à La Silla sur 3 stations Alpha/OSF1. Il est piloté depuis Paris, et est capable de traiter 25 deg^2 par jour (soit 600 images brutes et réduites[11], ce qui représente 5 Go de données) pour fournir sous une forme

[10]Le temps mort réel entre deux images du même champ (sans repointage) prises par le télescope d'EROS est d'un peu moins de 60 secondes (essentiellement consacré à la lecture des CCD). Tandis que le temps mort entre deux champs avec repointage est environ de 120 secondes. Comme chaque cliché d'une recherche de supernovæ se décompose en fait en deux images (pour un seul pointage) de temps de pose moitié qui sont par la suite sommées, le temps mort total, pour un champ donné est ainsi de 180 secondes.

[11]Une image réduite est une image qui a été débarrassée de son piédestal (ou *offset*), et de ses non-linéarités spatiales, en la divisant par une plage de lumière uniforme (ou *flatfield*), réalisée dans le cas d'EROS à l'aide d'un écran éclairé

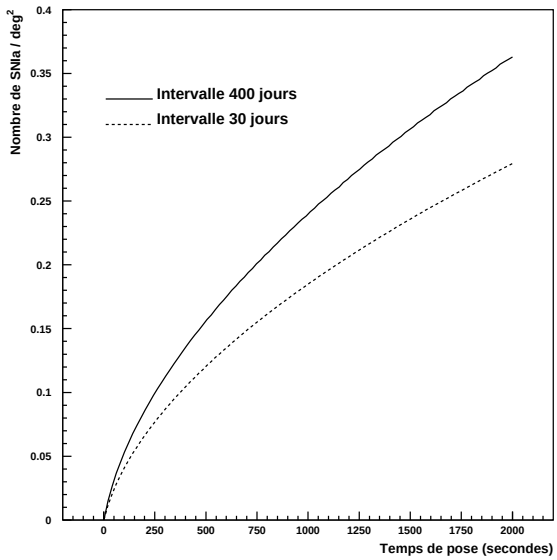


Fig. 7.9 : Nombre de supernovæ de type Ia détectables par degré carré détectables par EROS, en fonction du temps de pose choisi. Quand on diminue l'intervalle de temps entre l'image de recherche et l'image de référence, on ne découvre plus de SNe loin de leur maximum de lumière. Mais ces dernières ne nous intéressent pas.

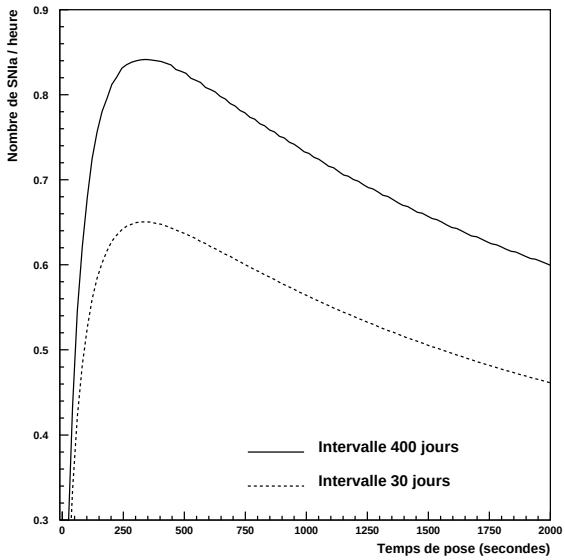


Fig. 7.10 : Nombre de supernovæ de type Ia détectables par heure d'observation par EROS, compte tenu du temps mort total de 180 secondes pour obtenir un champ. Ainsi le temps de pose optimal est d'environ 350 secondes, fournissant entre 0.7 et 0.95 SNIa/heure, selon que l'intervalle entre l'image de découverte et l'image de référence est grand (400 jours) ou de l'ordre d'une lunaison (30 jours).

compacte une liste des meilleurs candidats, qui seront inspectés visuellement par un humain dans la journée. Les détails techniques et les performances du logiciel de détection sont décrits en détail dans Hardin (1998).

Le processus le plus délicat est de soustraire deux images qui n'ont pas été prises dans les mêmes conditions. Avant de soustraire pixel à pixel, un certain traitement préliminaire est nécessaire :

- alignement du flux des étoiles de l'image de référence sur ceux de l'image courante ;
- recalage géométrique entre les deux images, qui nécessite un rééchantillonnage de l'image de référence : une fonction continue est fabriquée en interpolant les flux des pixels voisins.
- correction de l'étalement des étoiles dû aux variations du *seeing*, en convoluant l'image de plus petit seeing par une gaussienne.

Une fois la soustraction effectuée il s'agit de détecter les objets présents sur celle-ci. Un détecteur robuste et peu sensible au bruit est utilisé : un objet est retenu sur l'image soustraite si l'amplitude de son pixel maximal est supérieur à 1.5 fois l'écart-type du bruit de fond, et si son flux dans un rayon d'environ une fois le seeing (FWHM) est supérieur au flux qu'aurait une étoile de même amplitude si sa PSF était gaussienne.

Un certain nombre de coupures permettent par la suite de passer d'environ 500 objets par CCD à moins de un. Citons la coupure d'association à la galaxie hôte, la distance du candidat à son hôte devant être inférieure à 10 fois l'écart-type de la distribution en flux de l'hôte.

Un examen visuel est toutefois nécessaire pour rejeter les artefacts qui auraient subrepticement

dans la coupole.

passé les coupures. Un candidat jugé sérieux sera observé à nouveau la nuit suivante afin de confirmer sa présence, avant d'être spectré.

7.6.5 Les artefacts physiques et leur réjection

Les rayons cosmiques

Une matrice CCD est un excellent détecteur de rayons cosmiques ! Ceux-ci interagissent effectivement avec le silicium du capteur et laissent des traces, soit rectilignes, soit ponctuelles, soit en forme de « vers ». Les lignes droites sont généralement l'œuvre des muons, particules secondaires issues de l'interaction des rayons cosmiques primaires dans la haute atmosphère. Au niveau du sol, 95 % des rayons cosmiques reçus sont des muons d'énergie moyenne 4 GeV. Pour un détecteur horizontal, on observe un taux d'interaction de 0.8 - 1 $\mu \cdot \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{min}^{-1}$. Les points et les vers en revanche sont la trace des électrons de recul issus de la diffusion Compton de rayons γ provenant de la radioactivité environnante. On en compte environ 2 $\mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{min}^{-1}$.

Les rayons cosmiques apparaissant de manière aléatoire sur l'image, ils peuvent simuler l'apparition d'une supernova. Ils sont donc écartés de l'analyse, en prenant les images de recherche comme la somme de deux images de temps de pose moitié. En comparant la liste des objets présents sur l'une des images mais pas sur l'autre, on rejette aisément ces artefacts.

Les étoiles variables

Les étoiles affectées d'une variabilité de flux sont en majorité rejetées par une coupure sur le paramètre CSTAR[12]. Les variables résiduelles sont assez bien identifiées lors de l'inspection visuelle des candidats.

Les noyaux actifs de galaxie

Les noyaux actifs de galaxies (AGN) présentent des variations de luminosité dans un grand domaine de longueurs d'onde, et en particulier en optique. Webb & Malkan (2000) passent en revue les différentes observations montrant cette caractéristique. Des variations sur une échelle de temps de l'ordre du jour semblent être rares, mais sont quelquefois observées à hauteur de quelques pourcents. Sur des échelles de temps de l'ordre de la semaine, elles sont plus fréquentes et peuvent atteindre 10 %. Des variations de l'ordre du mois ont également été observées. En revanche la variabilité des ces objets sur l'année est communément admise avec une moyenne de 0.2 à 0.4 mag (voir figure 7.11). Il n'est donc pas exclu de « tomber » sur un AGN lors d'une recherche de supernovæ. Ces deux types d'objets présentent parfois plus de similarités que l'on pourrait s'y attendre (voir figure 7.12)... même si de manière générale un spectre permet de lever le doute.

Les astéroïdes

Les astéroïdes qui apparaissent sur les images de recherche sont également une source importante d'artefact. La stratégie de recherche adoptée par EROS, l'association à une galaxie hôte, permet de s'affranchir d'une grande partie de ces astres errants. Ceci étant les astéroïdes orbitant dans le système solaire, ils se déplacent par rapport aux étoiles. Savoir si ce mouvement est détectable pendant l'intervalle de temps de pose dépend de la configuration entre la Terre, le Soleil et la zone du ciel observée, comme nous allons l'illustrer (Hardin 1998).

[12] CSTAR est un paramètre de sortie du logiciel SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) qui classifie les objets présents sur une image selon qu'il s'agit plutôt d'étoiles (CSTAR $\rightarrow$ 1) ou plutôt de galaxies (CSTAR $\rightarrow$ 0).

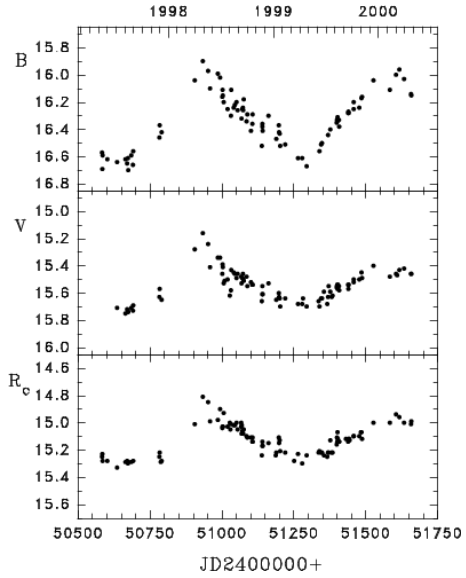


FIG. 7.11 : La courbe de lumière du noyau actif 3C 390.3 (galaxie de Seyfert 1) dans les bandes B, V et R_c pour la période 1997-2000 (Shapovalova et al. 2001).

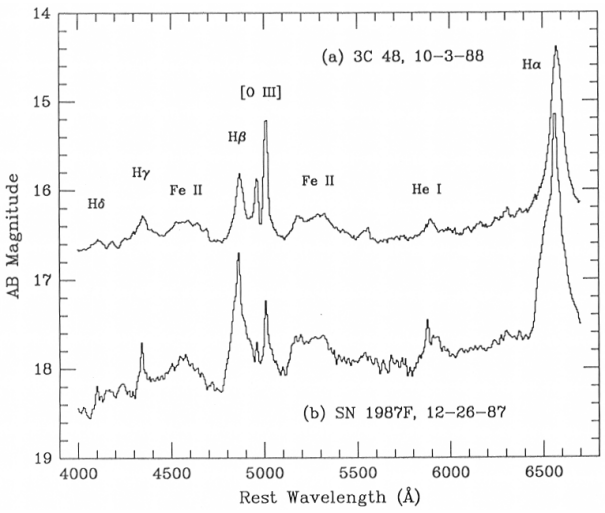


FIG. 7.12 : Spectre optique du quasar 3C 48 (Seyfert 1), comparé à celui de la supernova de type II (particulière – Wegner & Swanson 1996) SN 1987F environ 9 mois après sa découverte. Malgré quelques différences la similarité des raies larges entre les deux objets est frappante (tiré de Filippenko 1991).

Mouvement propre Considérons un astéroïde situé à la distance $d_{a-\odot}$ du Soleil, et orbitant à la vitesse $v_{a/\odot}$ dans le référentiel héliocentrique. Dans ce référentiel la Terre se déplace à la vitesse $v_{\oplus/\odot}$ à la distance $d_{\oplus/\odot}$ du Soleil. On suppose que les orbites sont circulaires, ainsi le vecteur vitesse est orthogonal au rayon vecteur dont l'origine est le Soleil. Tout ceci est illustré sur la figure 7.13. De plus un cliché de « confirmation » pris la nuit suivante permet de lever toute ambiguïté. Le

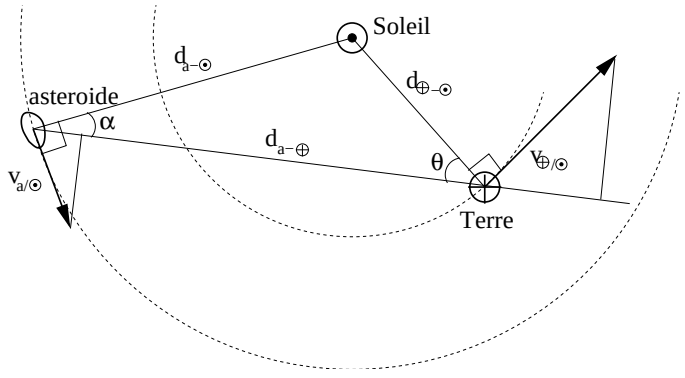


FIG. 7.13 : Configuration géométrique d'un astéroïde par rapport au Soleil et à la Terre. Illustration des notations pour les distances et les vitesses héliocentriques.

déplacement apparent μ de l'astéroïde par rapport à la Terre, pendant l'intervalle de temps t est :

$$\mu_{a/\oplus} = \frac{v_{a/\oplus\perp} \cdot t}{d_{a-\oplus}} (\text{rad}) \tag{7.27}$$

$v_{a/\oplus_\perp}$ étant la projection orthogonale à la ligne de visée de la vitesse de l'astéroïde par rapport à la Terre.

Considérons le triangle Soleil-Terre-Astéroïde. On a :

$$d_{a-\odot}^2 = d_{\oplus-\odot}^2 + d_{a-\oplus}^2 - 2d_{\oplus-\odot}d_{a-\oplus}\cos\theta$$

soit :

$$d_{a-\oplus} = d_{\oplus-\odot}\cos\theta \pm \sqrt{d_{a-\odot}^2 - d_{\oplus-\odot}^2\sin^2\theta}$$

ou encore, du fait que $d_{a-\odot} > d_{\oplus-\odot}$ et $d_{a-\oplus} > 0$:

$$d_{a-\oplus} = d_{\oplus-\odot}\left\{\cos\theta + \sqrt{\left(\frac{d_{a-\odot}}{d_{\oplus-\odot}}\right)^2 - \sin^2\theta}\right\} \tag{7.28}$$

Par ailleurs, la vitesse de l'astéroïde par rapport à la Terre est :

$$\begin{aligned} v_{a/\oplus_\perp} &= v_{\oplus/\odot}\sin\left(\frac{\pi}{2}-\theta\right) + v_{a/\odot}\sin\left(\frac{\pi}{2}-\alpha\right) \\ &= v_{\oplus/\odot}\cos\theta + v_{a/\odot}\cos\alpha \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} \cos\alpha &= \frac{d_{a-\odot}^2 + d_{d_{a-\oplus}}^2 - d_{\oplus-\odot}^2}{2\cdot d_{a-\odot}d_{a-\oplus}} \\ &= \frac{d_{a-\oplus} - d_{\oplus-\odot}\cos\theta}{d_{a-\odot}} \\ &= \sqrt{1-\left(\frac{d_{\oplus-\odot}}{d_{a-\odot}}\right)^2\sin^2\theta} \end{aligned}$$

Déterminons $v_{a/\odot}$; d'après la troisième loi de Kepler $T^2/R^3 = \text{cte}$, où T est la période de révolution et R le demi-grand axe de l'orbite. Le mouvement étant supposé circulaire, on a de plus $v \propto R/T$, v étant la vitesse orbitale. Ainsi $v^2R = \text{cte}$. En appliquant ceci à notre problème, on obtient :

$$v_{a/\odot}^2 = v_{\oplus/\odot}^2 \cdot \frac{d_{\oplus-\odot}}{d_{a-\odot}}$$

soit finalement :

$$v_{a/\oplus_\perp} = v_{\oplus/\odot}\cdot\left\{\cos\theta + \sqrt{\frac{d_{\oplus-\odot}}{d_{a-\odot}}\cdot\left(1-\frac{d_{\oplus-\odot}^2}{d_{a-\odot}^2}\sin^2\theta\right)}\right\} \tag{7.29}$$

L'angle $\boldsymbol{\theta}$ C'est l'angle entre le Soleil et la direction visée sur le ciel. Si le Soleil est repéré sur le ciel par ses coordonnées équatoriales $\boldsymbol{\alpha_\odot}$ et $\boldsymbol{\delta_\odot}$, tandis que les champs de recherche par $\boldsymbol{\alpha}_{\text{sn}}$ et $\boldsymbol{\delta}_{\text{sn}}$, alors on a :

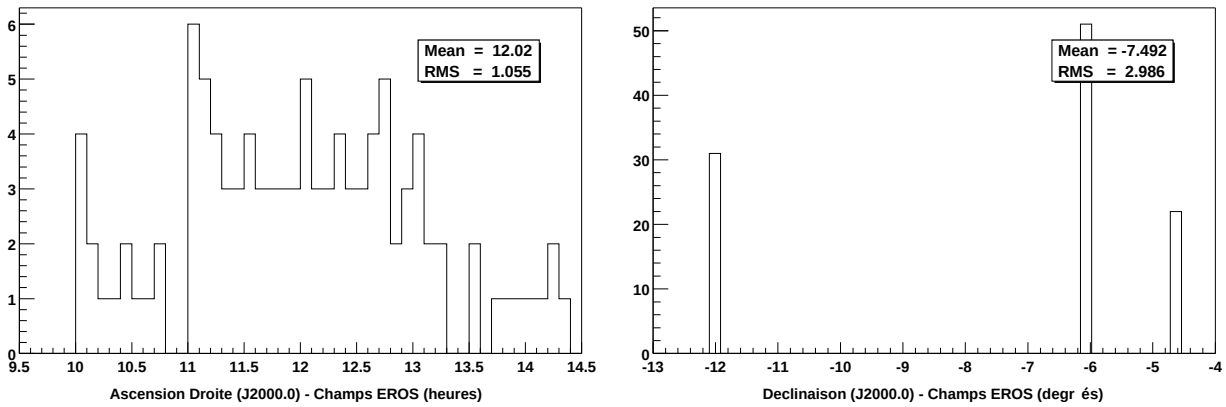
$$\cos\theta = \cos|\alpha_\odot - \alpha_{\text{sn}}|\cdot\cos|\delta_\odot - \delta_{\text{sn}}| \tag{7.30}$$

Époque	$< \alpha_\odot >$ (deg)	$< \delta_\odot >$ (deg)	θ (deg)	$d_{a-\oplus}$ (UA)	$\lvert v_{a/\oplus \perp} \rvert$ (km/s)	Temps de pose (s)	$\mu_{a/\oplus}$ (arcsec)	$\mu_{a/\oplus}$ (pixels)
janvier 1999	300	21	120	2.4	1.6	150	0.14	0.2
février 1999	330	-12	155	2.1	10.0	150	0.98	1.6
mars 1999	356	-2	174	2.0	12.5	150	1.29	2.1
mars 2000	345	-6	170	2.0	12.3	300	2.53	4.1
avril 2000	11.5	5	159	2.0	10.8	300	2.23	3.6

Tab. 7.2 : Mouvement propre des astéroïdes sur les images de recherche. Le temps de pose invoqué est celui des images fractionnées (moitié du temps de pose total) ; la taille du pixel est de 0.62".

Application numérique Les champs de recherche d'EROS s'échelonnent entre $-4^o35'' < \delta_{\rm sn} < -12^o$ et $10^h < \alpha_{\rm sn} < 13^h20^m$. Nous prendrons $< \alpha_{\rm sn} > \sim 11^h40^m = 175^o$ et $< \delta_{\rm sn} > \sim -8^o$. De plus la distance Terre-Soleil est $d_{\oplus-\odot} = 1$ UA, celle des astéroïdes au Soleil est en moyenne $d_{a-\odot} \sim 3$ UA. Quant à la vitesse orbitale de la Terre, elle est environ de $v_{\oplus/\odot} \sim 30$ km/s. Seules les coordonnées du Soleil vont changer d'une époque à l'autre. Le mouvement propre relatif observé sur l'image CCD est reporté dans le tableau 7.2. Compte tenu de l'orientation des champs de recherche d'EROS, la campagne de 1999, avec un temps de pose de 150 secondes, fut le moins propice au rejet des astéroïdes, ceux-ci laissant une trace quasi-ponctuelle (à peine plus d'un pixel en moyenne) sur les images. Avec un temps de pose deux fois plus élevé, comme ce fut le cas en 2000, le problème est moins crucial.

7.6.6 Les champs de recherche

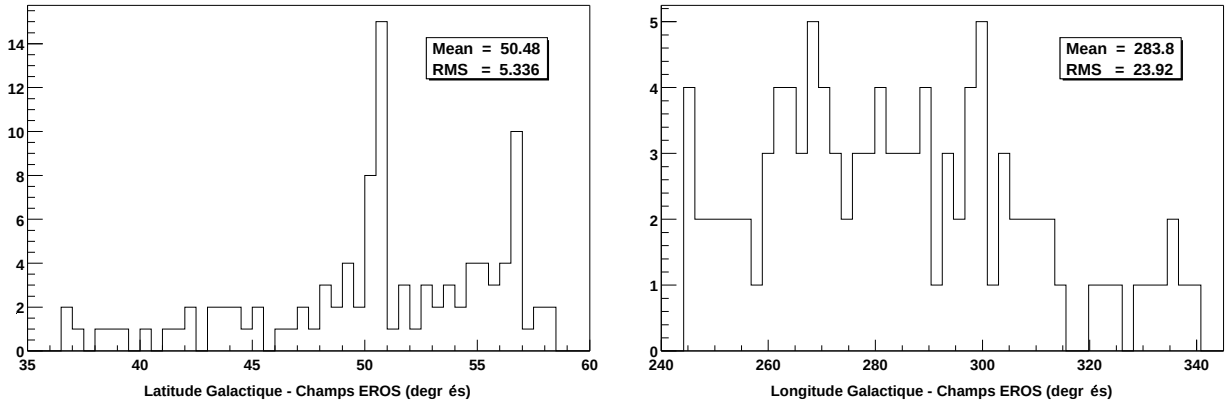


(a) Ascension droite : les champs de recherche s'échelonnent entre 10^h et 14^h30.

(b) Déclinaison : les champs de recherche sont dans l'hémisphère sud, mais proches de l'équateur céleste.

Fig. 7.14 : Coordonnées équatoriales des champs de recherche de supernovæ d'EROS.

EROS a choisi ses champs de recherche de supernova au niveau de l'équateur céleste (figure 7.14(b)), afin qu'ils soient visibles des deux hémisphères ; ceci dans le but d'augmenter les chances de suivi des supernovæ découvertes. Par ailleurs certains champs ont été choisis pour coïncider avec



(a) Latitude galactique : les champs sont suffisamment haut vers le pôle nord galactique pour minimiser l'impact de l'extinction, ainsi que la densité stellaire.

(b) Longitude galactique.

Fig. 7.15 : Coordonnées galactiques des champs de recherche de supernovæ d'EROS.

les champs du LCRS (voir §C.3), afin de calibrer au mieux la population des galaxies.

7.7 Les campagnes de recherche de supernovæ d'EROS

7.7.1 Historique

Tandis que le SCP (voir §7.3.1) démontrait la faisabilité de la recherche systématique de supernovæ, EROS passait dans sa phase II, avec un télescope plus grand de 1m, et des caméras CCD à grand champ, les seules sur le marché à cette époque (1996).

Or, si les recherches profondes ($z \sim 0.5$) ne nécessitent pas une grande surface de détecteur, mais surtout un télescope de grand diamètre, il n'en est pas de même si l'on souhaite chercher des SNe relativement proches ($z \sim 0.1$), où un détecteur suffisamment grand est indispensable.

Dotée de ces caractéristiques techniques, l'expérience de recherche d'objets sombres s'est alors également tournée vers la recherche d'objets brillants. Des campagnes de recherche ont été réalisées à l'automne 1997 et au printemps 1998. L'exploitation des données obtenues est traitée dans Hardin (1998) pour la fabrication de la chaîne de recherche et la mesure du taux d'explosion et dans Hamilton (1999) pour ce qui de l'exploitation des quelques points photométriques.

La principale difficulté quant à l'exploitation des supernovæ découvertes venait du fait que le télescope d'EROS n'était pas capable d'effectuer lui-même le suivi photométrique, ce qui nécessitait d'avoir du temps sur d'autres instruments. L'identification des évènements (spectre) et l'obtention d'une courbe de lumière dans des bandes standards sont en effet le minimum requis pour exploiter un tant soit peu les données. Mais ceci nécessite beaucoup de temps de télescope, à diverses époques, qui fut difficile à obtenir. D'où la nécessité de s'insérer au sein d'une collaboration plus large, comme ce fut le cas lors des recherches des printemps 1999 et 2000.

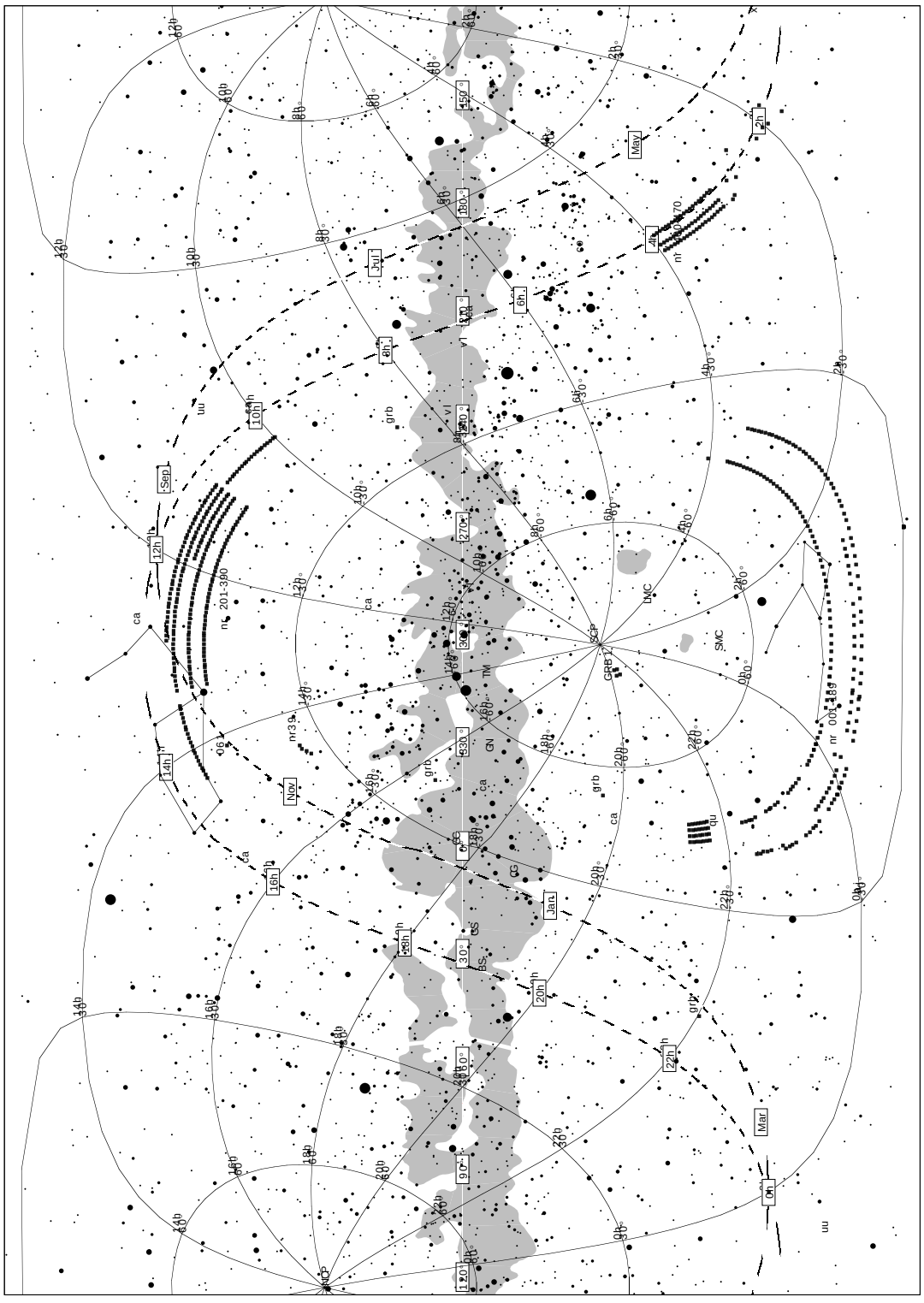


Fig. 7.16 : Positionnement des champs de recherche de supernova en coordonnées galactiques, représentés par des petits carrés noirs. Les champs qui ont servi aux recherches de 1999 et 2000, visibles au printemps, sont ceux de l'hémisphère nord galactique.

7.7.2 Une collaboration internationale en 1999

Dans quel but ?

La mesure des paramètres cosmologiques à l'aide de supernovæ lointaines nécessite un échantillon de supernovæ proches pour étalonner la luminosité au maximum de ces chandelles standards et déterminer la constante de Hubble. Perlmutter et al. (1999) ainsi que Riess et al. (1998), faute de mieux, utilisent les supernovæ proches de Hamuy et al. (1996b). Mais ces dernières ont été découvertes à l'aide de plaques photos.

Il fallait donc s'efforcer d'obtenir un nouvel échantillon de supernovæ proches, indépendant de ce qui était utilisé jusque là, et surtout avec des évènements découverts par des techniques analogues à la façon dont sont recherchées les lointaines, à savoir par soustraction d'images CCD.

C'est dans cet esprit que le SCP a entrepris, début 1999 une campagne internationale de recherche de supernovæ de type Ia à des décalages spectraux $\lesssim 0.15$.

Un effort mondial coordonné par le SCP

Pendant l'hiver 1999 (février et mars), le *Supernova Cosmology Project* a coordonné 9 groupes de recherche de supernovæ proches, dont EROS. Quarante et une supernovæ furent trouvées, dont 19 de type Ia proches de leur maximum de lumière. Le suivi de 20 SNe Ia a été fait entre février et juin, sur 11 télescopes différents pour la photométrie, et 8 télescopes pour la spectroscopie.

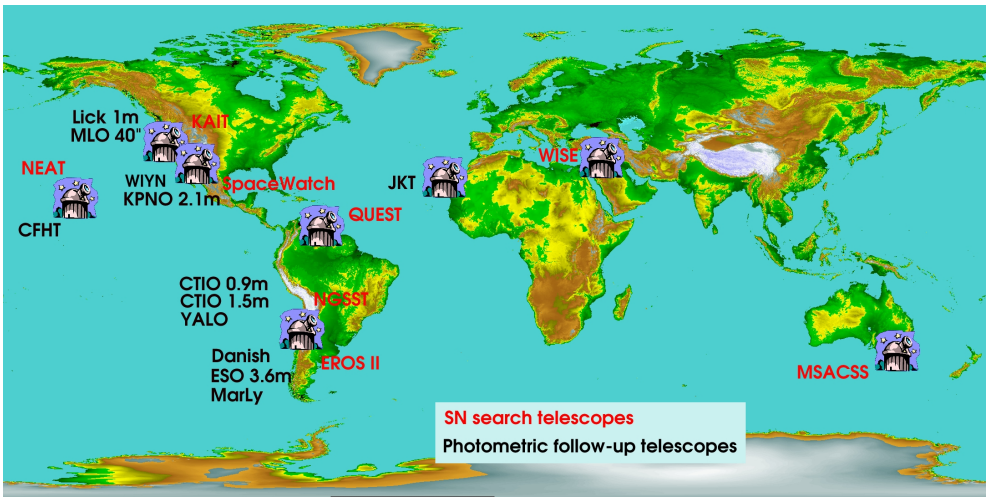


Fig. 7.17 : Répartition géographique des différents groupes de recherche (en rouge) et télescopes de suivi photométrique (en noir).

EROS dans la campagne « Nearby '99 »

EROS a arpenté près de 500 deg^2 de ciel (deux fois 250 deg^2). Les supernovæ furent découvertes en comparant des images prises en février et en mars à des références prises en janvier 1999.

Environ 20 champs de 1 deg^2 étaient observés par nuit. Avec des temps de pose de 2×2.5 min, cela prenait environ 2 heures par nuit, et ce pendant 15 jours d'affilée. Il en résultait 2.5 Go de données à analyser le jour suivant pour détecter d'éventuels candidats supernova.

La recherche a été effectuée en deux temps. D'une part en février 1999, entre le 4/02 et le 27/02 (Nouvelle Lune le 16) ; d'autre part en mars 1999, du 09/03 au 27/03 (Nouvelle Lune le 17), et ce à raison de 10 à 15 champs par nuit. Les références ont été prises entre le 12 et le 29 janvier 1999 (Nouvelle Lune le 17).

En février, 236 champs ont été pris, plus 61 en recouvrement à la fin (avec un intervalle de temps entre l'image précédente d'un champ donné d'environ 14 jours).

En mars, 192 champs ont été observés, plus 31 en recouvrement en fin de campagne (intervalle de 8 jours).

Compte tenu du petit intervalle de temps entre les images dites de recouvrement et leur référence, 8 à 14 jours au plus, aucune supernova n'a été découverte sur ces champs-là ; qui est les candidats potentiels découverts pendant cette période n'ont pas toutes pu bénéfier d'une identification spectrale. Nous n'en tiendrons donc pas compte dans notre mesure du taux. Il reste donc $236 + 192 = 428$ champs observés.

7.7.3 La recherche de 2000

L'objectif

C'est en collaboration avec le ESCC (voir §7.4.1) que EROS a effectué une recherche de SN au printemps 2000. La majorité du temps de suivi était planifiée sur les télescopes de l'ING à l'observatoire de El Roque de los Muchachos sur l'île de La Palma aux Canaries.

Le but de cette recherche était de trouver des supernovæ aux décalages spectraux dits intermédiaires (entre 0.2 et 0.4) afin de peupler le diagramme de Hubble, bien vide dans cette zone. Cet effort avait été entrepris un an auparavant avec des recherches au printemps 1999 et automne 1999 sur le télescope INT de 2.5m.

Au printemps 2000, fort du succès de la campagne de l'automne 1999, beaucoup de temps de télescope avait été attribué pour le suivi. Malheureusement, EROS dispose d'un télescope au diamètre un peu trop faible pour atteindre les décalages spectraux souhaités. Qui plus est la recherche fut peu fructueuse (7 SNe dont 4 de type Ia, et seulement une à $z = 0.26$!), et aurait dû s'étaler sur deux mois comme en 1999.

La surface observée

La prise de références s'est effectuée entre le 27 février et le 15 mars 2000 (Nouvelle Lune le 6 mars). La recherche proprement dite s'est déroulée entre le 27 mars et le 9 avril (Nouvelle Lune le 4 avril) sur 170 champs. Les temps de pose furent de 2×5 min.

7.7.4 Les supernovæ d'EROS

L'ensemble des 25 supernovæ trouvées par EROS en 1999 et 2000 est résumé dans le tableau 7.3. Diverses caractéristiques sont reportées dans le tableau 7.4 et présentées sur les figures 7.18. On trouvera leurs spectres en annexe G.

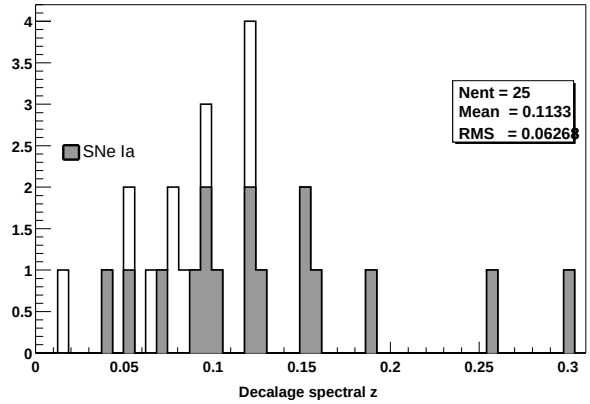
Nom IAU	Date (TU)	V	$\alpha_{J2000.0}$	$\delta_{J2000.0}$	z	Type	Phase (jours)	IAUC	Image EROS
SN1999ad	09-02-1999	20.2	11 33 18.46	-05 45 29.8	0.081	AGN		7117	nr27312tbr9b0989
SN1999ae	10-02-1999	21.1	11 51 24.48	-04 39 09.4	0.076	II	$<+30$	7117	nr36915tbr9b1071
SN1999af	12-02-1999	20.6	13 44 50.95	-06 40 12.6	0.097	Ia	$<+7$	7117	nr33617tbr9b1264
SN1999ag	12-02-1999	20.7	12 15 22.81	-05 18 12.4	0.099	II		7117	nr37816tbr9b1248
SN1999ah	13-02-1999	20.8	12 09 37.20	-06 18 34.3	0.080	SN ?		7117-18	nr28515tbr9b1363
SN1999ai	15-02-1999	18.1	13 14 10.57	-05 35 43.7	0.018	II	$\sim +14$	7117-18	nr30810tbr9b1582
SN1999aj	17-02-1999	20.9	11 22 39.34	-11 43 53.9	0.186	Ia		7117	nr20912tbr9b1767
SN1999ak	17-02-1999	18.7	11 06 52.05	-11 39 13.3	0.055	Ia	$\sim +14$	7117-18	nr20311tbr9b1761
SN1999al	21-02-1999	19.4	11 10 25.68	-07 26 37.0	0.065	Ic	-9	7117-18	nr55512tbr9b2189
SN1999bi	10-03-1999	20.5	11 01 15.76	-11 45 15.2	0.124	Ia	0	7136	nr20113tbr9c1053
SN1999bj	10-03-1999	20.8	11 51 38.39	-12 29 08.3	0.16	Ia	+17	7136	nr21916tbr9c1079
SN1999bk	14-03-1999	19.1	11 28 52.01	-12 18 08.3	0.096	Ia	+2	7136	nr21216tbr9c1468
SN1999bl	14-03-1999	21.2	11 12 13.60	-05 04 44.8	0.300	Ia	0	7136	nr35517tbr9c1456
SN1999bm	17-03-1999	20.5	12 45 00.84	-06 27 30.2	0.150	Ia	0	7136	nr29816tbr9c1773
SN1999bn	16-03-1999	19.6	11 57 00.40	-11 26 38.4	0.120	Ia	0	7136	nr22212tbr9c1638
SN1999bo	17-03-1999	19.7	12 41 07.48	-05 57 25.8	0.130	Ia	>0	7136	nr34913tbr9c17103
SN1999bp	19-03-1999	18.8	11 39 46.42	-08 51 34.8	0.077	Ia	-8	7136	nr51512tbr9c1962
SN1999bq	19-03-1999	20.1	13 06 54.46	-12 37 11.6	0.149	Ia	0	7136	nr24517tbr9c1996
SN2000bt	26-03-2000	19.6	10 16 18.05	-05 44 47.3	0.04	Ia	+20	7406	nr31712tbrac2666
SN2000bu	31-03-2000	19.4	11 27 11.45	-06 23 14.6	0.05	II ?	~ 0	7406	nr27014tbrac3154
SN2000bv	01-04-2000	20.6	12 59 28.70	-12 20 07.6	0.12	II ?	~ 0	7406	nr24314tbrad0167
SN2000bw	04-04-2000	20.5	11 09 49.85	-04 24 46.4	0.12	II ?	~ 0	7406	nr35414tbrad0451
SN2000bx	06-04-2000	19.2	13 48 55.55	-06 18 35.9	0.09	Ia	~ 0	7406	nr33814tbrad0677
SN2000by	07-04-2000	19.3	11 39 54.91	-04 22 16.4	0.10	Ia	~ 0	7406	nr36513tbrad0743
SN2000bz	08-04-2000	21.2	14 15 02.66	-06 17 16.0	0.26	Ia	~ 0	7406	nr34714tbrad0886

Tab. 7.3 : Liste des supernovæ découvertes par EROS lors des campagnes de recherche de février/mars 1999 et mars 2000 : la 1ère colonne indique le nom « officiel » donné par l'Union Astronomique Internationale (IAU), la 2ème colonne donne la date de découverte (Temps Universel), la 3ème la magnitude V (approximative) à la découverte, puis ses coordonnées α et δ pour l'équinoxe J2000.0, son décalage vers le rouge z, son type, la phase de la supernova relativement au maximum de lumière à sa découverte, le numéro de la circulaire IAU annonçant sa découverte[a], et finalement le nom « EROS », avec le type de champ (nr), le numéro du champ et le numéro du CCD.

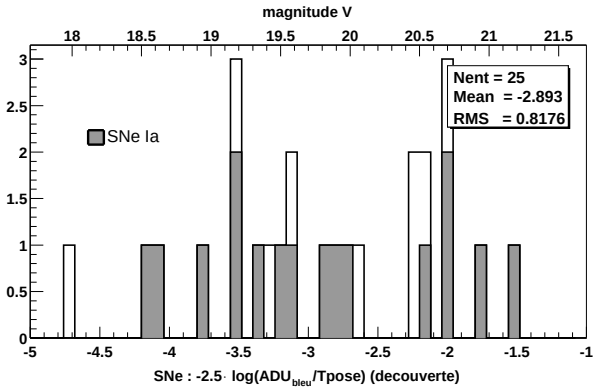
[a] Les circulaires IAU sont accessibles sur la toile à : http ://cfa-www.harvard.edu/cfa/ps/cbat.html

Nom IAU	SN - image courante					Galaxie hôte - image référence				
	Flux (ADU)	Tpose (sec)	$\widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}}$	$\mathcal{D}_{\text{SN-gal}}$ (pixels)	$\mathcal{D}_{\text{SN-gal}}$ (arcsec)	Flux (ADU)	Amplitude (ADU)	Tpose (sec)	$\widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}}$	$\mathcal{S}_{\mathcal{B}_{\text{eros}}}$
SN1999ad	5330.7	300	-3.124	3.9	2.42	295597.0	1259.6	300	-7.484	-1.558
SN1999ae	1868.6	300	-1.986	8.8	5.44	60538.5	348.8	300	-5.762	-0.164
SN1999af	3881.9	300	-2.780	7.3	4.51	16685.9	278.3	300	-4.363	0.082
SN1999ag	3369.4	300	-2.626	2.6	1.61	37318.8	597.5	300	-5.237	-0.748
SN1999ah	2339.8	300	-2.230	0.4	0.28	13731.7	328.9	300	-4.152	-0.100
SN1999ai	22892.2	300	-4.706	0.6	0.38	723531.0	1041.2	300	-8.456	-1.351
SN1999aj	1525.3	300	-1.766	6.9	4.28	30377.2	584.9	600	-4.261	0.028
SN1999ak	14280.9	300	-4.194	0.8	0.47	473330.0	2988.5	600	-7.243	-1.743
SN1999al	7550.2	300	-3.502	11.0	6.82	136121.0	1341.8	300	-6.642	-1.626
SN1999bi	4202.9	300	-2.866	0.8	0.53	43922.4	1276.6	600	-4.661	-0.820
SN1999bj	2219.9	300	-2.173	7.2	4.48	70150.7	1953.6	400	-5.610	-1.722
SN1999bk	9607.6	300	-3.764	10.8	6.71	290478.0	3986.0	300	-7.465	-2.809
SN1999bl	1850.1	300	-1.975	1.2	0.74	2056.1	80.5	300	-2.090	1.428
SN1999bm	3544.1	300	-2.681	1.1	0.71	12954.2	214.7	300	-4.088	0.363
SN1999bn	5305.6	300	-3.119	0.8	0.47	9212.4	224.3	600	-2.966	1.068
SN1999bo	5716.3	300	-3.200	0.3	0.22	9684.4	238.8	300	-3.772	0.248
SN1999bp	13074.9	300	-4.098	0.4	0.28	35524.0	527.7	300	-5.184	-0.613
SN1999bq	1887.8	300	-1.997	7.1	4.41	29822.2	777.8	400	-4.681	-0.722
SN2000bt	13058.0	600	-3.344	16.4	10.17	781585.0	2869.4	600	-7.787	-1.699
SN2000bu	12628.0	600	-3.308	1.6	0.99	50629.0	495.6	600	-4.816	0.208
SN2000bv	4306.0	600	-2.140	0.4	0.25	17543.0	303.1	600	-3.665	0.741
SN2000bw	4690.0	600	-2.233	2.2	1.36	20880.0	290.5	600	-3.854	0.788
SN2000bx	15571.0	600	-3.535	1.6	0.99	60087.0	1804.0	600	-5.002	-1.195
SN2000by	14885.0	600	-3.486	6.2	3.84	225135.0	4650.0	600	-6.436	-2.223
SN2000bz	2357.0	600	-1.486	2.2	1.36	19822.0	757.6	600	-3.797	-0.253

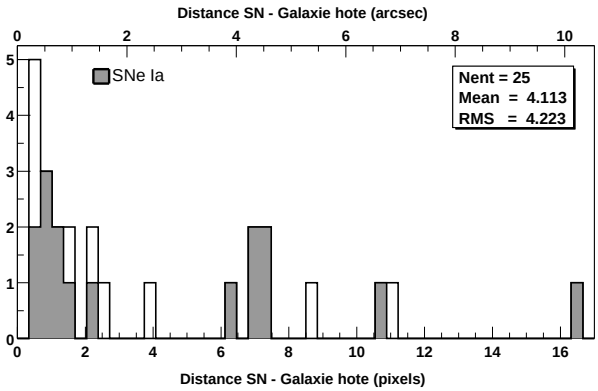
Tab. 7.4 : Caractéristiques photométriques des supernovæ d'EROS, à l'instant de la découverte. Les flux et amplitude sont donnés en nombre d'ADU dans la bande bleue ; $\mathcal{D}_{\text{SN-gal}}$ est la distance entre la supernova et le centre (pixel maximal) de sa galaxie hôte ; le flux et l'amplitude (valeur du pixel maximal) des galaxies hôtes sont obtenus par SExtractor ; le flux des supernovæ provient d'un fit de PSF.



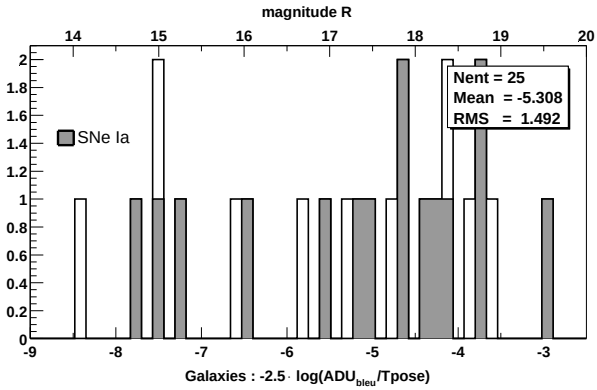
(a) Décalage spectral : les supernovæ de type Ia occupent la partie vers les grands décalages spectraux, en raison de leur luminosité plus importante.



(b) Magnitude des SNe à l'instant de leurs découvertes.



(c) Distance entre les SNe et leurs galaxies hôtes : la distribution est piquée vers zéro. Grâce à la linéarité des détecteurs CCD, le cœur des galaxies n'est pas saturé comme sur une plaque photo, et on peut y découvrir des supernovæ ; d'autant que la densité stellaire y est plus élevée !



(d) Magnitude de la galaxie hôte.

Fig. 7.18 : Caractéristiques des SNe détectées avec EROS pour les campagnes de 1999 et 2000. En gris les supernovæ de type Ia.

Chapitre 8

La mesure du taux d'explosion

Les prédictions d'évènements inattendus sont toujours plus précises si on ne les a pas rédigées auparavant.
Carl Sagan

Nous décrivons en détail le processus de calcul du taux de supernova de type Ia, pour les les deux campagnes de recherche de supernovæ d'EROS décrites au chapitre précédent.

8.1 Le principe

Il y a deux façons de rechercher des supernovæ ; chacune d'entre elles va influer sur la manière de déterminer le taux d'explosion. Dans le cas idéal, on récupère systématiquement tous les objets transitoires ayant les caractéristiques d'une supernova nouvellement apparue. Il suffit alors de faire un spectre de ces objets-candidats pour statuer sur leur état, au risque de gaspiller du précieux temps de télescope à faire des spectres d'artefacts...

L'autre méthode, celle utilisée par EROS, est d'ajouter une contrainte d'*association à une galaxie* pour s'affranchir de la plupart des astéroïdes et autres artefacts. Cette manière de procéder a pour inconvénient de ne pas récupérer les supernovæ qui sont au seuil de détection, et dont l'hôte a une brillance de surface suffisamment faible pour être invisible sur les images de recherche et de référence[1].

Dans le premier cas, on peut déterminer un taux d'explosion en nombre d'évènements par unité de volume comobile et par unité de temps, puisque c'est réellement un volume d'Univers qui est alors sondé.

Dans le second cas, c'est un ensemble de galaxies qui est passé en revue. Le nombre de supernovæ est donc à rattacher à ces galaxies hôtes.

8.1.1 La méthode du temps de contrôle

C'est Fritz Zwicky qui a introduit cette méthode en 1942 (Zwicky 1942), en même temps que la mesure des premiers taux de supernovæ dans le voisinage galactique.

[1] Comme par exemple SN 1999aw qui fut découverte au cours de la campagne de recherche organisée par le SCP au printemps 1999 par le *Nearby Galaxies Supernova Search*. C'est une supernova sur-lumineuse, dont la galaxie hôte, de très faible brillance de surface, ne fut pas visible sur les images de recherche : il fallut utiliser le télescope Baade de 6.5 mètres de l'observatoire de Las Campanas pour en obtenir une image ! À $z = 0.038$ cette galaxie a effectivement une magnitude $B = 24.2$ (Strolger et al. 2002).

Mesurer le taux d'explosion de supernova à partir d'une recherche systématique telle qu'elle est réalisée avec EROS, revient à déterminer l'efficacité à laquelle la recherche est sensible, ou *efficacité de détection*. La problématique est équivalente à celle que l'on rencontre en physique nucléaire, quand il s'agit de mesurer une section efficace. Dans notre cas, l'efficacité est la convolution de la sensibilité en magnitude de la recherche, avec la forme de la courbe de lumière des supernovæ détectées.

En première approximation le taux de supernova $\mathcal{R}_{\rm SN}$ s'écrit comme le rapport entre le nombre $\mathcal{N}_{\text{SNe trouvées}}$ de supernovæ effectivement trouvées et le nombre $\mathcal{N}_{\rm galaxies}$ de galaxies auquel le relevé est sensible, pondéré par leur luminosité moyenne $< \mathcal{L}^B_{\rm gal} >$ et l'intervalle de temps $\mathcal{T}$ pendant lequel les supernovæ sont visibles (intervalle de temps qui dépend de l'efficacité de détection $\varepsilon_{\rm SN}$) :

$$\mathcal{R}_{\rm SN} = \frac{\mathcal{N}_{\text{SNe trouvées}}}{\mathcal{N}_{\rm galaxies} \cdot < \mathcal{L}^B_{\rm gal} > \cdot \mathcal{T}(\varepsilon_{\rm SN})} \tag{8.1}$$

En fait, plutôt que de pondérer par une luminosité moyenne, on va sommer sur l'ensemble des galaxies de notre relevé :

$$\mathcal{R}_{\rm SN} = \frac{\mathcal{N}_{\text{SNe trouvées}}}{\sum_{\text{galaxies}(z)} \mathcal{L}^B_{\rm gal}(z) \cdot \mathcal{T}(\varepsilon_{\rm SN})} \tag{8.2}$$

Finalement, la réalité étant ce qu'elle est, nous ne pouvons connaître le décalage spectral de chacune des galaxies. Nous allons donc devoir l'estimer sous la forme d'une densité de probabilité $p(z|m_{\rm gal})$ en connaissant la magnitude apparente $m_{\rm gal}$ de la galaxie en question. Ainsi l'expression (8.2) devient :

$$\mathcal{R}_{\rm SN} = \frac{\mathcal{N}_{\text{SNe trouvées}}}{\sum_{\text{galaxies}} \int_0^{+\infty} p(z|m_{\rm gal}) \cdot \mathcal{L}^B_{\rm gal}(z, m_{\rm gal}) \cdot \mathcal{T}(\varepsilon_{\rm SN}, z) \cdot dz} \tag{8.3}$$

L'intervalle de temps $\mathcal{T}$ pendant lequel la supernova est visible est appelé *Temps de Contrôle*. Plus précisément, il s'agit de l'intervalle de temps pendant lequel le flux de la supernova est au-dessus du seuil de détection comme illustré sur la figure 7.2. On le détermine en intégrant sur toutes les phases t (intervalle de temps par rapport au maximum de lumière) et sur la fonction de luminosité des supernovæ $m(t)$:

$$\mathcal{T}(z) = \int_{m(t)} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(\mathcal{I}, \mathcal{O}; \Delta(t); m(t); z)\ dt\ dm \tag{8.4}$$

C'est une fonction de l'efficacité ε avec laquelle une supernova est détectée. Celle-ci dépend d'un certain nombre de paramètres dont l'instrumentation $\mathcal{I}$ (télescope, détecteurs...), les conditions d'observation $\mathcal{O}$ (« seeing », absorption atmosphérique), le logiciel de détection, la forme de la courbe de lumière de la supernova (évolution de la magnitude apparente m en fonction de la phase t) ou *fonction de luminosité des supernovæ* , le décalage spectral z et l'intervalle de temps $\Delta(t)$ entre les images de recherche et les images de référence.

La luminosité $\mathcal{L}^B_{\rm gal}$ des galaxies dans la bande B est une fonction de la magnitude apparente des galaxies $m_{\rm gal} = B_{\rm gal}$ dans la bande B, du décalage spectral z, ainsi que des paramètres cosmologiques $(H_o, \Omega_{M_o}, \Omega_{\Lambda_o})$. Ces paramètres[2] sont fixés aux valeurs « standards » (voir les notations, page 1) et $\mathcal{L}^B_{\rm gal}$ devient une fonction de z uniquement, soit d'après (A.23), et en unités de luminosité solaire :

$$\mathcal{L}^B_{\rm gal} = 10^{-0.4(B_{\rm gal} - \mu(z) - K_{\rm gal}(z) - M_B(\odot))}$$

où $M_B(\odot)$ est la magnitude absolue du Soleil dans la bande B.

L'ensemble des galaxies se répartissent sur un certain nombre d'images. En fait l'efficacité, comme nous allons le voir, est calculée pour une image donnée. Dans l'expression (8.3) on peut séparer la

[2]Le taux tel que nous le mesurons à petit décalage spectral ne dépend quasiment pas de Ω_{M_o} et Ω_{Λ_o}.

somme sur l'ensemble des galaxies en une somme sur l'ensemble des images, puis sur les galaxies de chaque image :

$$\mathcal{R}_{\rm SN} = \frac{\mathcal{N}_{\rm SNe\ trouvées}}{\sum_{\rm images}\sum_{\rm galaxies}\int_0^{+\infty} p(z|m_{\rm gal})\cdot\mathcal{L}^B_{\rm gal}(m_{\rm gal},z)\cdot\mathcal{T}(z)\cdot dz} \tag{8.5}$$

Cette expression donne le taux de supernovæ tel qu'il est observé sur Terre. En effet, la phase t sur laquelle on intègre est la phase « observée », de même pour l'intervalle de temps $\Delta(t)$. Or nous souhaitons obtenir la mesure du taux dans le référentiel comobile. Pour ce faire, nous pouvons soit calculer l'intégrale de l'efficacité dans le référentiel comobile, soit plus simplement transformer le temps de contrôle $\mathcal{T}$ dans le référentiel comobile : $\mathcal{T} \equiv \mathcal{T}_{\rm observé} = (1+z)\cdot\mathcal{T}_{\rm comobile}$, auquel cas (8.5) devient :

$$\mathcal{R}_{\rm SN} = \frac{\mathcal{N}_{\rm SNe\ trouvées}}{\sum_{\rm images}\sum_{\rm galaxies}\int_0^{+\infty} p(z|m_{\rm gal})\cdot\mathcal{L}^B_{\rm gal}(m_{\rm gal},z)\cdot\mathcal{T}(z)/(1+z)\cdot dz} \tag{8.6}$$

8.1.2 L'algorithme

On souhaite obtenir la valeur de $\mathcal{R}$, le taux de supernova, connaissant $\mathcal{N}$, le nombre de supernovæ détectées pendant une recherche donnée. Pour ce faire, le problème est sectionné en plusieurs étapes :

1. Sélectionner le plus précisément possible l'échantillon de galaxies présentes sur les images ;
2. Mesurer l'efficacité de détection en fonction du flux, en simulant des supernovæ sur les images ;
3. Calculer l'intégrale du dénominateur de la relation (8.6) par une méthode de Monte-Carlo.

Nous allons maintenant détailler ces différentes étapes.

8.2 La population des galaxies

8.2.1 Les différents objets

Sur chaque image, les différentes sources sont détectées automatiquement à l'aide du logiciel SExtractor (Bertin & Arnouts 1996). La figure 8.1 illustre les différentes populations dans le plan brillance de surface – magnitude.

Les deux populations des étoiles et des galaxies sont séparées à l'aide du paramètre CSTAR qui utilise un réseau de neurones. La donnée critique qui permet au logiciel de retourner une valeur crédible de CSTAR est le seeing de l'image. C'est pourquoi après un premier passage de SExtractor, le seeing est précisément calculé, avant de redonner l'image en pâture au logiciel. Ainsi la classification est relativement robuste, comme en témoignent les figures 8.2 et 8.3.

Les étoiles

En première approximation, on peut modéliser la PSF d'une étoile par une loi normale à deux dimensions :

$$p(x,y) = \mathcal{A}\cdot\exp\left\{-\frac{1}{2}\frac{(x-x_s)^2+(y-y_s)^2}{\sigma^2}\right\}$$

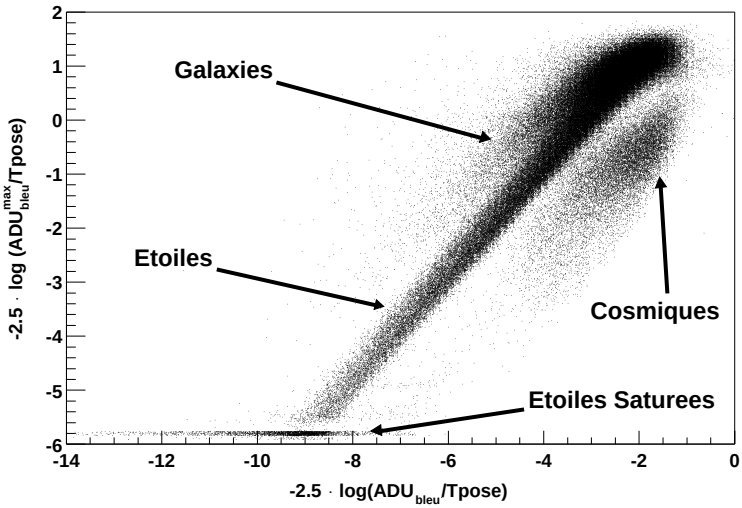


Fig. 8.1 : Les différents objets présents sur les images EROS dans le plan brillance de surface $\mathcal{S}_{\mathcal{B}_{\rm eros}}$ en fonction de la magnitude $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros}$, pour un sous-ensemble de 23 champs de 1999 dans la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$. La bande rectiligne correspondant aux étoiles vérifie la relation (8.7). Au-dessus, pour une brillance de surface plus faible à flux égal, ce sont les galaxies. En-dessous, on a les cosmiques.

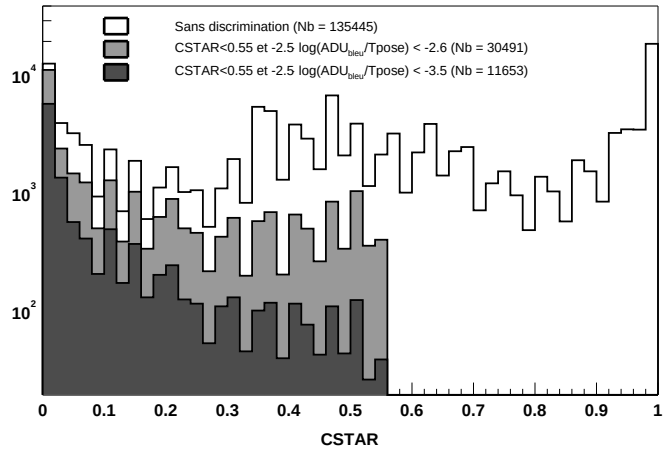


Fig. 8.2 : Distribution de CSTAR sur un sous-ensemble de 23 champs de la campagne de 1999 dans la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$, en échelle logarithmique. Les étoiles ont un CSTAR $\rightarrow 1$ tandis que les galaxies sont telles que CSTAR $\rightarrow 0$. Autour de CSTAR ~ 0.5 résident des objets qui sont trop faibles (voir figure 8.4) pour être décemment classifiés ($\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} > -4$ ou encore $V \gtrsim 18.7$). Les histogrammes en gris représentent les objets sélectionnés comme galaxies par deux coupures différentes sur la magnitude des galaxies.

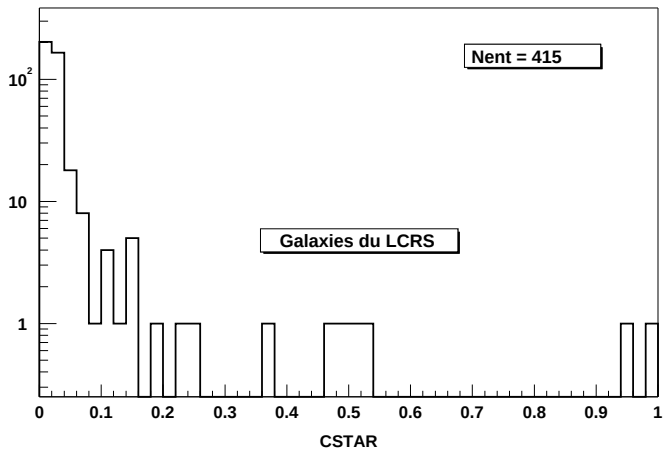


Fig. 8.3 : Distribution de CSTAR (en échelle logarithmique) pour les galaxies LCRS (et classifiées comme telles dans le catalogue LCRS) présentes sur le même sous-ensemble de 23 champs de la campagne de 1999 dans la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$ que sur la figure 8.2.

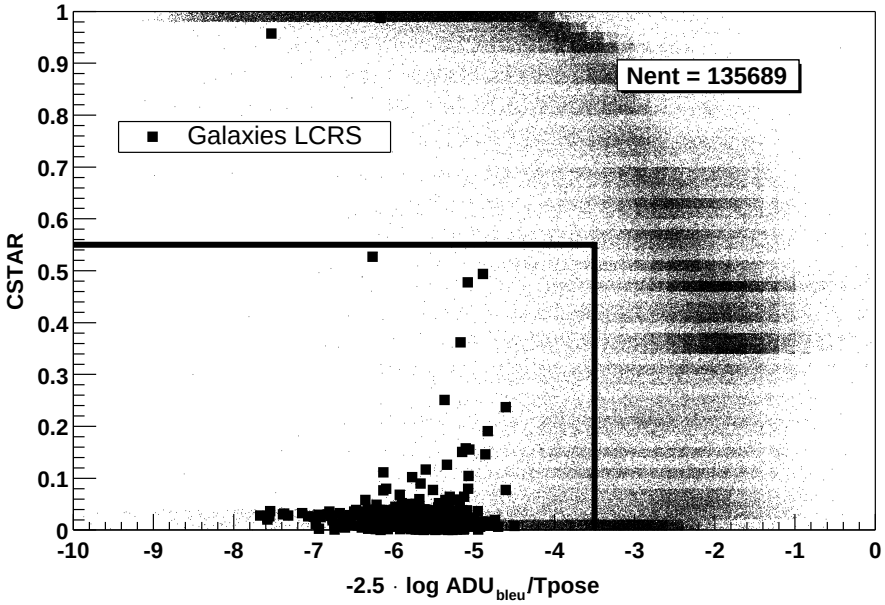


FIG. 8.4 : Distribution de la magnitude $\mathcal{B}_{\rm eros}$ en fonction du paramètre CSTAR. On constate que les objets dont le CSTAR est autour de 0.5, sont les plus faibles, et de fait difficilement classables. On a représenté par des carrés les galaxies du LCRS : celles-ci sont telles que $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} < -4.5$ ce qui correspond à $R < 18$, la limite de complétude du catalogue LCRS. Nous avons également représenté la coupure sur les galaxies (8.13) par un trait épais.

Le seeing[3] (dont l'écart-type équivalent en pixel est tel que : $seeing = 2.36 \cdot \frac{\sigma}{\theta}$, θ étant la taille d'un pixel sur le ciel) est supposé identique sur les deux axes (« l'étoile est ronde ») ; p est la valeur (en ADU) du pixel (x, y) ; l'étoile est située en (x_s, y_s) ; $\mathcal{A}$ est la valeur en ADU du pixel maximal (le centre de l'étoile).

Dans ces conditions, le flux $\mathcal{F}$ de l'étoile est donné par :

$$\mathcal{F} = 2\pi\sigma^2 \cdot \mathcal{A}$$

Ainsi :

$$-2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{F}}{\text{Tpose}}\right) = -2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{A}}{\text{Tpose}}\right) - 2.5 \cdot \log\left(2\pi\sigma^2\right)$$

Dans le cas des images EROS ($seeing \sim 2.4''$), $\theta = 0.62$ arcsec/pixel, $\sigma = seeing/2.36 \sim 1'' \sim 1/0.62$ pixels. Ainsi $-2.5 \cdot \log(2\pi\sigma^2) \sim -3$. Et donc :

$$-2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{F}}{\text{Tpose}}\right) \sim -2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{A}}{\text{Tpose}}\right) - 3 \qquad \text{(étoiles)} \tag{8.7}$$

ou encore : $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} \sim \mathcal{S}_{\mathcal{B}_{\rm eros}} - 3$

Les galaxies

En général les galaxies sont des objets étendus[4]. On a ainsi, grosso modo :

$$\mathcal{F} \gtrsim 2\pi\sigma^2 \cdot \mathcal{A}$$

[3]Le seeing est la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF d'une étoile, exprimé en secondes d'arc. Il s'agit en fait de la largeur de la distribution obtenue en convoluant une distribution ponctuelle de flux (comme une étoile) par la réponse de l'atmosphère et de l'instrumentation (réponse impulsionnelle).

[4]Essayons d'être un peu plus précis. La taille angulaire θ d'une galaxie est donnée par le rapport entre sa taille réelle l et sa distance d_A (la distance angulaire dans ce cas) : $\theta = l/d_A$. Or $d_A = d_L/(1+z)^2$, d_L étant la distance de luminosité. Soit, dans l'approximation des petits décalages spectraux :

$$\theta = \frac{l}{c/H_o} \cdot \frac{(1+z)^2}{z}$$

ou encore :

$$-2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{F}}{\mathrm{Tpose}}\right) \lesssim -2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{A}}{\mathrm{Tpose}}\right) - 3 \qquad \text{(galaxies)} \tag{8.8}$$

Les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques (qui ne sont pas uniquement cosmiques, d'ailleurs — voir §7.6.5) constituent pour la plupart la population complémentaire : beaucoup de flux sur une très faible étendue (quelques pixels). Ainsi :

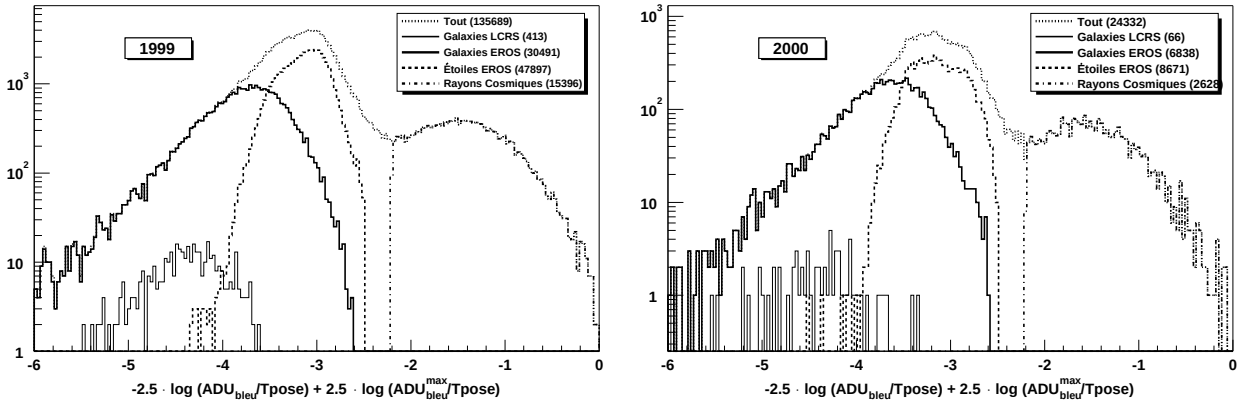
$$\mathcal{F} \lesssim 2\pi\sigma^2 \cdot \mathcal{A}$$

ou encore :

$$-2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{F}}{\mathrm{Tpose}}\right) \gtrsim -2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{A}}{\mathrm{Tpose}}\right) - 3 \qquad \text{(rayons cosmiques)} \tag{8.9}$$

La figure 8.5 permet de cerner la zone des rayons cosmiques plus précisement :

$$-2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{F}}{\mathrm{Tpose}}\right) + 2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{A}}{\mathrm{Tpose}}\right) > -2.2 \qquad \text{ou bien} \qquad \widetilde{\mathcal{B}}_{\mathrm{eros}} - \mathcal{S}_{\mathcal{B}_{\mathrm{eros}}} > -2.2 \tag{8.10}$$



(a) Pour 1999 (temps de pose 300 secondes), sur un sous-ensemble de 184 images (23 champs).

(b) Pour 2000 (temps de pose 600 secondes), sur un sous-ensemble de 32 images (4 champs).

FIG. 8.5 : $\widetilde{\mathcal{B}}_{\mathrm{eros}} - \mathcal{S}_{\mathcal{B}_{\mathrm{eros}}}$ pour les différentes populations d'objets. L'histogramme total « Tout » représente les objets détectés par SExtractor, dont le flux est positif, et qui ne sont pas saturés. L'histogramme des galaxies du LCRS est obtenu en récupérant les objets qui sont effectivement présents dans le catalogue du LCRS, avec en plus la mention « galaxies » explicite. Les galaxies dite EROS sont obtenues par CSTAR < 0.55 et $\widetilde{\mathcal{B}}_{\mathrm{eros}} <$ -2.6 pour 1999 ou $\widetilde{\mathcal{B}}_{\mathrm{eros}} <$ -2.2 pour 2000. La population des étoiles est donnée par CSTAR > 0.55 et celles des rayons cosmiques par $\widetilde{\mathcal{B}}_{\mathrm{eros}} - \mathcal{S}_{\mathcal{B}_{\mathrm{eros}}} > -2.2$. Compte tenu de tout cela, il reste une population d'objets non identifés, de très faible flux, pour l'intervalle de CSTAR correspondant aux galaxies.

Donc pour une galaxie de diamètre $l = 20$ kpc (comme la Voie Lactée), $\theta \sim (1+z)^2/z$ arcsec. Ainsi, à $z = 0.1$, $\theta \sim 12.1''$, et à $z = 0.2$, $\theta \sim 7.2''$, ce qui reste plus étendu qu'une étoile !

Inversement, une galaxie qui a une taille apparente égale au seeing d'EROS, soit $2.5''$ a une taille réelle de 4.2 kpc à $z = 0.1$.

8.2.2 Comptage de galaxies

Le comptage des galaxies sur les champs EROS permet d'une part de vérifier que l'on arrive relativement bien à isoler cette population d'objets, et d'autre part de fixer la limite sur le paramètre CSTAR et la magnitude pour être sûr de ne sélectionner de cette façon que des galaxies. Nous comparons notre comptage avec un comptage publié. En fait, c'est principalement la pente qui est ici intéressante : la limite de « complétude » intervient quand le nombre des galaxies de faible flux commence à chuter. Or, comme nous sommes encore sur une gamme de magnitudes apparentes relativement faibles ($R_c \lesssim 20$), la pente du comptage est aisément calculable (voir annexe F) et constante en échelle logarithmique. Les figures 8.6(b) et 8.6(d) permettent d'appréhender cette limite pour les deux recherches de 1999 et 2000, comme :

$$\text{pour 1999} \left\{ \begin{array}{l} \text{CSTAR} < 0.55 \\ \widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -2.6 \end{array} \right. \tag{8.11}$$

$$\text{pour 2000} \left\{ \begin{array}{l} \text{CSTAR} < 0.55 \\ \widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -2.2 \end{array} \right. \tag{8.12}$$

Néanmoins, il est particulièrement difficile de distinguer une étoile faible d'une galaxie faible. Si les coupures ci-dessus n'entraînent *a priori* qu'une faible contamination stellaire (le comptage d'étoiles ci-après montre que l'on a moins de 800 étoiles par deg^2 à $V \sim 20$, alors que l'on a près du double de galaxies à la même magnitude), en revanche, l'humain qui va décider si le candidat perché dans une galaxie aussi faible est un « bon » candidat supernova ou pas va probablement le classer comme étoile variable. Ainsi, afin de rester conservateur, nous utiliserons plûtot la coupure suivante :

$$\text{pour 1999} \left\{ \begin{array}{l} \text{CSTAR} < 0.55 \\ \widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -3.5 \end{array} \right. \tag{8.13}$$

$$\text{pour 2000} \left\{ \begin{array}{l} \text{CSTAR} < 0.55 \\ \widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -3.1 \end{array} \right. \tag{8.14}$$

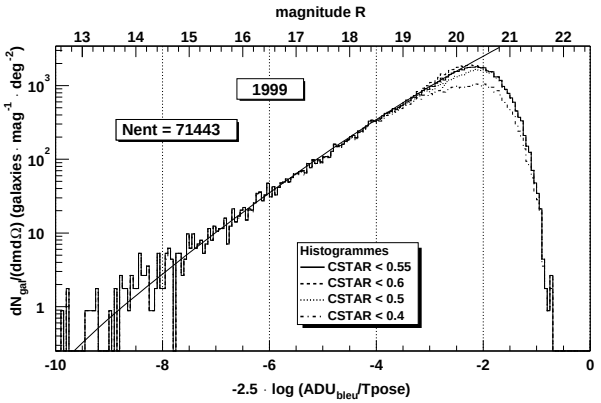
On peut également voir sur ces figures (8.6(b) et 8.6(d)) l'effet du temps de pose, deux fois plus élevé en 2000 : la limite de « complétude » recule de 0.4 mag en 2000 par rapport à 1999. Remarquons également que la calibration « optimale » utilisée ici pour convertir les flux EROS des galaxies en magnitudes R_c ($\mathcal{B}_{\text{eros}} = R - 22.5$ pour 1999 et $\mathcal{B}_{\text{eros}} = R - 22.4$ pour 2000) sont en relativement bon accord avec la calibration faite par l'intermédiaire du catalogue LCRS (§D.6), compte tenu de l'écart entre les deux types de photométrie.

8.2.3 Comptage d'étoiles

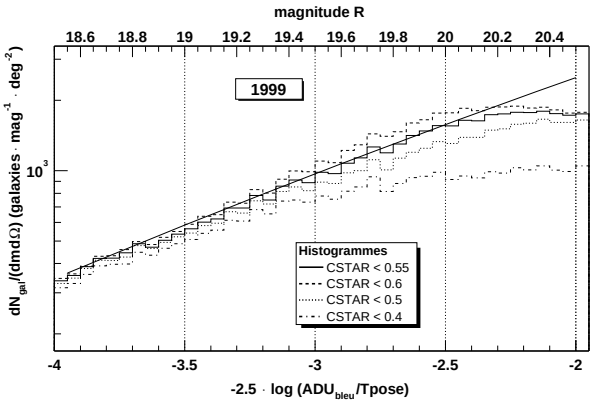
Ayant la population des galaxies sur les images, il est aisé d'en déduire la population des étoiles, comme étant la population complémentaire à celle des galaxies.

Le modèle de Bahcall et Soneira

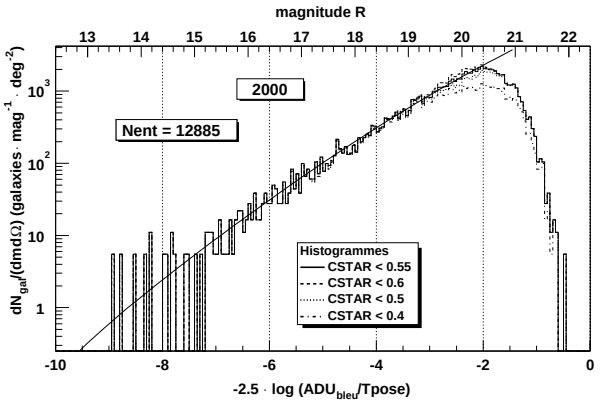
Bahcall & Soneira (1980) proposent un modèle de la Voie Lactée et donnent une « formule » empirique pour prédire le nombre d'étoiles dans une direction donnée (mais pour une latitude galactique $b \geq 20°$), dans les bandes B et V (pour un intervalle de magnitude m : $4 \leq m \leq 30$). Dans la



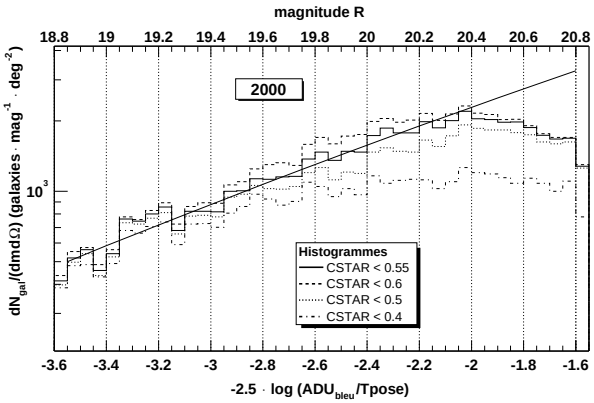
(a) Comptage des galaxies sur les champs EROS effectué sur 180 images (soit environ 22 champs). La relation de calibration utilisée pour transformer les magnitudes R du modèle en flux $\mathcal{B}_{\rm eros}$ est $\mathcal{B}_{\rm eros} = R - 22.5$ (voir §8.4.3).



(b) Gros plan sur la limite de complétude : la meilleure limite apparaît comme étant CSTAR < 0.55 et $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} < -2.6$.



(c) Comptage des galaxies sur les champs EROS effectué sur 29 images (soit environ 3 champs) de la recherche de 2000. La relation de calibration utilisée pour transformer les magnitudes R du modèle en flux $\mathcal{B}_{\rm eros}$ est $\mathcal{B}_{\rm eros} = R - 22.4$ (voir §8.4.3).



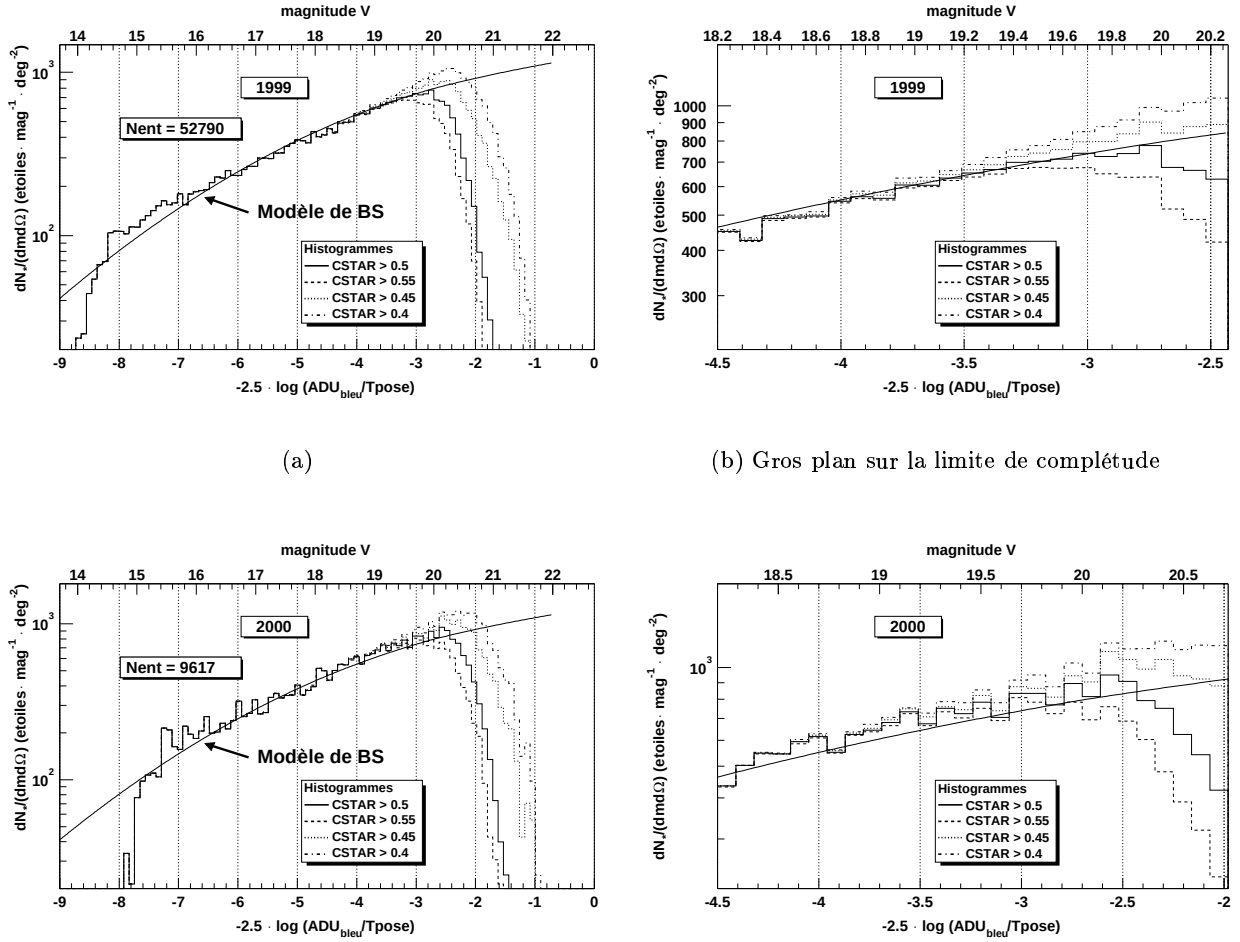
(d) Gros plan sur la limite de complétude : la meilleure limite apparaît comme étant CSTAR < 0.55 et $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} < -2.2$.

Fig. 8.6 : Comptage de galaxies sur les champs EROS, pour différentes coupures sur le paramètre CSTAR. La valeur nominale de cette limite est CSTAR < 0.55. Au-delà, on commence à surpeupler la zone des objets faibles. En deçà, on manque un certain nombre de galaxies faibles. Ces graphes sont réalisés en éliminant les objets saturés et identifiés comme tels par SExtractor. Les cosmiques sont également rejetés grâce à la coupure (8.10). La courbe représente un modèle théorique (équation F.1), mais qui ajuste parfaitement les données publiées, tout au moins sur le domaine de magnitude apparente qui nous intéresse ici, comme par exemple le comptage en R de Bertin & Dennefeld (1997). On peut aussi vérifier que la pente de ces comptages est de 0.6 (voir annexe F).

bande V, ils donnent :

$$\left.\frac{dN_*}{dmd\Omega}\right|_V (b,l,m) = \frac{200\cdot 10^{0.01(m-15)}}{\left[1+10^{-0.2(m-15)}\right]^2}\frac{1}{\left[\sin b(1-\mu\cot b\cos l)\right]^{3-5\gamma}} + \frac{400\cdot 10^{0.065(m-17.5)}}{\left[1+10^{-0.26(m-17.5)}\right]^{1.5}}\frac{1}{(1-\cos b\cos l)^{\sigma}} \quad (8.15)$$

où b et l sont les coordonnées galactiques (respectivement latitude et longitude) ; $\mu = 0.03$ pour $(m \leq 12), 0.0075(m-12)+0.03$ pour $(12 < m < 20), 0.09$ pour $(m \geq 20)$; $\gamma = 0.36$ pour $(m \leq 12), 0.04(12-m)+0.36$ pour $(12 < m < 20), 0.04$ pour $(m \geq 20)$; et $\sigma = 1.45 - 0.20 \cos b \cos l$.



(a)

(b) Gros plan sur la limite de complétude

(c)

(d) Gros plan sur la limite de complétude

Fig. 8.7 : Comptage d'étoiles sur les champs EROS, pour différentes coupures sur le paramètre CSTAR. La courbe représente ici le modèle de Bahcall & Soneira (1980). La calibration utilisée ici est : $\mathcal{B}_{\rm eros} = V - 22.7$ (voir §8.4.3).

Commentaires

Les coordonnées galactiques moyennes des champs de recherche sont $b = +53.4°$ et $l = 283.9°$ (figures 7.15). La courbe tracée sur les figures 8.7 est donnée par l'équation (8.15) pour ces valeurs des coordonnées galactiques. La coupure qui semble le mieux se rapprocher du modèle autour des objets faibles est CSTAR > 0.5, ce qui est en désaccord avec le comptage de galaxies : dans ce cas les objets tels que $0.5 <$ CSTAR < 0.55 seraient à la fois des étoiles et des galaxies !

Ceci étant, si la coupure est sans bavure en ce qui concerne les galaxies, elle est un peu moins « nette » ici pour les étoiles. Qui plus est notre référence n'est également qu'un modèle dont la

précision n'est supposée n'être que de 15 %. De plus nous avons une incertitude du même ordre de grandeur sur la calibration pour obtenir des magnitudes V.

8.2.4 Comptage de cosmiques

Non, nous n'irons quand même pas jusque-là...

8.3 Mesure de l'efficacité de détection

On mesure une efficacité pour chacune des images de la recherche. Pour ce faire, on superpose des « fausses » supernovæ dans les galaxies précédemment sélectionnées sur les images de recherche. Celles-ci sont alors données en pâture au logiciel de recherche.

8.3.1 Les supernovæ simulées

Une supernova simulée est une étoile brillante de la même image que la galaxie qui va l'accueillir. On choisit les étoiles sur l'image comme étant les objets tels que CSTAR $\in]0.96, 1]$, qui ne sont pas pathologiques (Flag SExtractor $= 0$) et dont le rapport signal sur bruit est supérieur à 50.

Parmi l'ensemble d'étoiles ainsi sélectionnées, on choisit celle qui est la plus proche de la galaxie dans laquelle on veut la « coller ». Elle est alors déplacée d'un nombre entier de pixels afin de conserver le pas d'échantillonnage. Son flux est réajusté à la valeur souhaitée : le flux de la supernova simulée est distribué uniformément entre deux valeurs en ADU. Elle est ensuite positionnée sur son hôte selon sa brillance de surface, selon l'algorithme suivant :

- On tire aléatoirement une distance d du centre (X_{gal}, Y_{gal}) de la galaxie (d étant compris entre 0 et un rayon maximal de typiquement 20 pixels).

- On tire un angle α entre 0 et 2π.
  Cela donne deux coordonnées (x_{sn}, y_{sn}) :

$$\begin{cases} x_{sn} = & X_{gal} + d \cdot \cos\alpha \\ y_{sn} = & Y_{gal} + d \cdot \sin\alpha \end{cases}$$

  dont on récupère la partie entière pour accéder au flux du pixel correspondant et surtout à la contribution galactique $f_{gal}(x_{sn}, y_{sn})$ (en soustrayant le fond moyen). On note f_{gal}^{max} le flux du pixel de la galaxie dont l'intensité est maximale.

- Finalement on tire un troisième nombre aléatoire ξ entre 0 et 1.
- Si $f_{gal}(x_{sn}, y_{sn})/f_{gal}^{max} > \xi$ on garde le couple (x_{sn}, y_{sn}), sinon on recommence.

Pratiquement, on découpe une vignette de 21 pixels de côté autour de l'étoile choisie. Chaque pixel de la vignette est multiplié par le rapport entre le flux souhaité et le flux de l'étoile en question, ayant auparavant soustrait le fond de ciel. On ne « colle » (c'est-à-dire, on ajoute les pixels de la vignette à ceux de l'image) à l'endroit désiré que les pixels de la vignette situés dans un disque centré sur l'étoile, de rayon r :

$$r = \alpha \times \sigma_{\text{seeing}}$$

où $\sigma_{\text{seeing}} = \textit{seeing}/2.36$ et :

$$\alpha = \sqrt{2 \cdot \ln \frac{\mathcal{A}_{\text{simulée}}}{0.5 \cdot \sigma_{\text{fond}}}}$$

α est en fait le rayon au-delà duquel le flux de l'étoile représentée par une gaussienne d'écart-type σ_{seeing} et d'amplitude $\mathcal{A}_{\text{simulée}}$ devient égal à la moitié de l'écart-type du fond de ciel, $\sigma_{\text{fond}}/2$.

8.3.2 La moulinette Monte-Carlo

Une boucle Monte-Carlo consiste à coller des fausses supernovæ dans les galaxies préalablement choisies, et à faire tourner le logiciel de détection sur ces images truquées. Les coupures principales de la chaîne de détection sont rappelées au §7.6.4. Afin d'échantillonner correctement l'étendue spatiale de chaque galaxie hôte, nous faisons 20 tours de boucle. En sortie nous obtenons, entre autre, le flux de la supernova détectée, que l'on peut comparer au flux injecté, et sa position.

8.3.3 Obtention de l'efficacité

On construit l'histogramme des supernovæ simulées par intervalle (« bin ») de flux simulé, ainsi que l'histogramme des supernovæ retrouvées. Le rapport bin à bin du second sur le premier donne l'efficacité avec laquelle on est capable de détecter une supernova de flux donné.

L'histogramme ainsi obtenu est alors ajusté avec une fonction exponentielle afin de « lisser » les disparités d'un bin à l'autre entre deux simulations différentes, pour une même image :

$$\varepsilon(ADU) = \begin{cases} 0 & \text{pour } ADU < S \\ M \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{S-ADU}{P}\right)\right] & \text{pour } ADU > S \end{cases} \tag{8.16}$$

On simule des supernovæ entre 0 et 15 000 ADU (flux SExtractor). Le calcul de l'efficacité se fait par bin de 50 ADU, entre 0 et 15 000.

Les supernovæ « retrouvées »

On considère qu'une supernova que l'on a simulée est retrouvée si sa position détectée est dans un rayon de moins de 1.5 pixels de la position à laquelle elle avait été placée (figure 8.8). Le flux de la SN retrouvée tel qu'il est mesuré par la chaîne doit évidemment être positif !

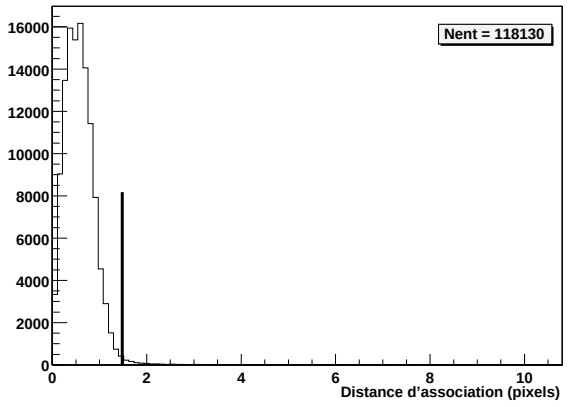


FIG. 8.8 : Distance d'association SN simulée - SN retrouvée pour un sous-échantillon des images du printemps 1999. le trait vertical indique la coupure effectuée lors du calcul de l'efficacité, correspondant à une distance de 1.5 pixels.

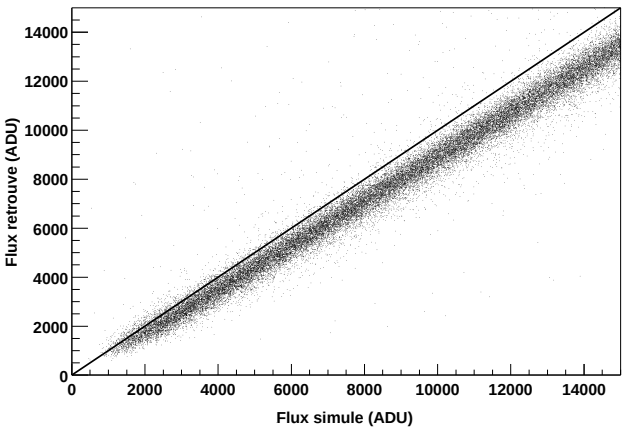


FIG. 8.9 : Flux retrouvé en fonction du flux simulé

Flux simulé et flux retrouvé

Le flux simulé est un flux d'ouverture « SExtractor ». Tandis que le flux retrouvé est un ajustement de PSF (par une fonction de type « Moffat »[5]) réalisé par le logiciel de détection. Pour une même étoile, les deux approches ne donnent pas exactement la même chose : l'ajustement de PSF sous-estime systématiquement le flux total (figure 8.9). Dans ce qui suit nous utiliserons toujours le flux simulé, d'autant que les calibrations ont été faites avec le flux « SExtractor ».

L'efficacité

Elle dépend d'un certain nombre de paramètres comme illustré sur les figures 8.11 à 8.14. Les figures 8.10 montrent les deux histogrammes SNe simulées – SNe retrouvées avant qu'ils ne soient divisés l'un par l'autre, et ce en fonction du flux simulé de la supernova (figure 8.10(a)), de la distance au centre de la galaxie hôte (figure 8.10(b)), de la brillance de surface locale (sur le pixel où va être collé le centre de la SN simulée) (figure 8.10(c)) ou du rapport des amplitudes entre SN simulée et sa galaxie hôte (figure 8.10(d)).

L'efficacité est déterminée pour chaque image, en faisant le rapport des histogrammes des flux simulés (figure 8.10(a)), pour les SNe retrouvées sur celui de l'ensemble des SNe simulées. La coupure appliquée entre les deux étant celle discutée précédemment.

8.4 Calcul du temps de contrôle

8.4.1 La distribution en décalage spectral des galaxies

Comme on ne peut pas connaître avec précision le décalage spectral z de toutes les galaxies, nous allons en déterminer la densité de probabilité p, connaissant néanmoins leurs magnitudes apparentes $m_{\rm gal}$. Il s'agit de déterminer $p(z|m_{\rm gal})$ avant de l'injecter dans l'équation (8.6).

La probabilité qu'une galaxie de magnitude apparente $m_{\rm gal}$ ait le décalage spectral z est proportionnelle au nombre N de galaxies qui ont cette magnitude et ce décalage spectral, dans l'angle solide Ω :

$$p(z|m_{\rm gal}) \propto \frac{dN}{dmdzd\Omega} \tag{8.17}$$

que l'on peut décomposer en une partie de volume comobile, et une partie fonction de luminosité :

$$\frac{dN}{dmdzd\Omega} = \frac{dV_c}{d\Omega d\chi}\frac{d\chi}{dz}\cdot\frac{dN}{dMdV_c}\frac{\partial M}{\partial m} \tag{8.18}$$

V_c étant le volume comobile, χ la coordonnée comobile, Ω l'angle solide, M et m respectivement la magnitude absolue et la magnitude apparente. Compte tenu de (A.23) on a $\partial M/\partial m = 1$.

La fonction de luminosité « volumique » (voir §5.1.3) des galaxies est relativement bien modélisée par une fonction de Schechter (Schechter 1976) :

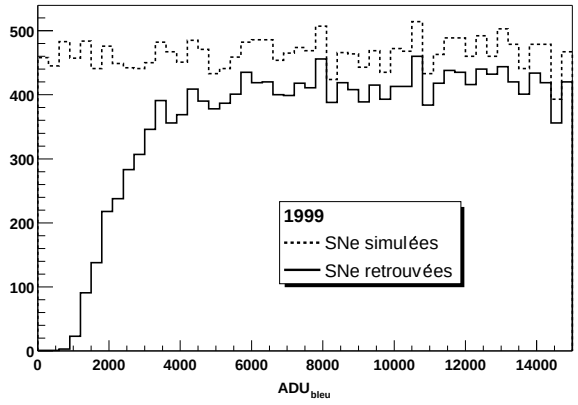
$$\frac{d\phi}{dV_c} = \frac{dN}{dMdV_c} = \phi_* 10^{-0.4(\alpha+1)(M-M_*)} \exp\left(-10^{-0.4(M-M_*)}\right) \tag{8.19}$$

où α et M_* sont les paramètres du modèle et ϕ_* un facteur de normalisation.

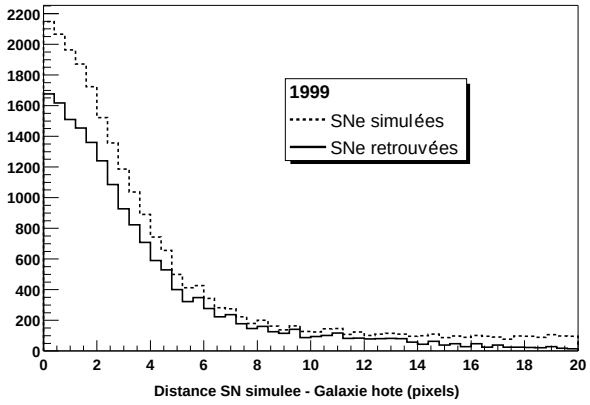
[5] Une fonction de Moffat est telle que :

$$M(r) \propto \frac{1}{(1+r^2/a^2)^b}$$

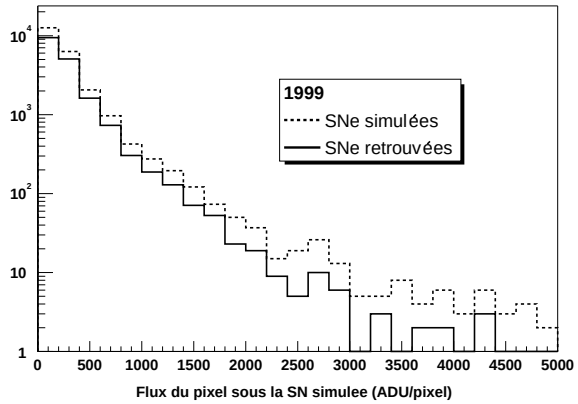
où r est la corrdonnée radiale, et a, b, des paramètres à ajuster (Moffat 1969).



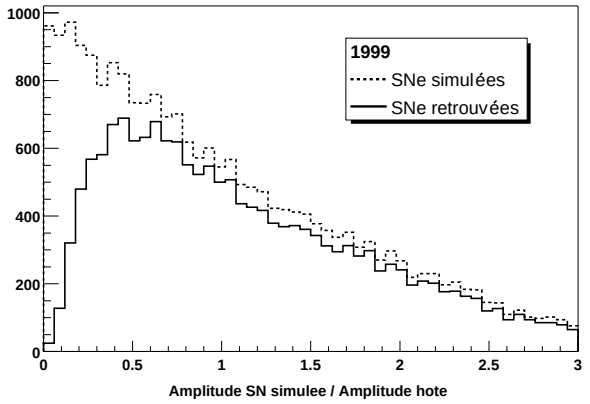
(a) Histogrammes du flux simulé des supernovæ, pour celles qui sont simulées et celles qui sont retrouvées.



(b) Histogrammes de la distance à la galaxie hôte des supernovæ simulées, pour celles qui sont simulées et celles qui sont retrouvées.



(c) Histogrammes de la brillance de surface locale (amplitude du flux galactique sur le pixel où la supernova simulée est collée) de la galaxie hôte des supernovæ simulées, pour celles qui sont simulées et celles qui sont retrouvées.



(d) Histogrammes du rapport des amplitudes entre supernova simulée et sa galaxie hôte, pour celles qui sont simulées et celles qui sont retrouvées.

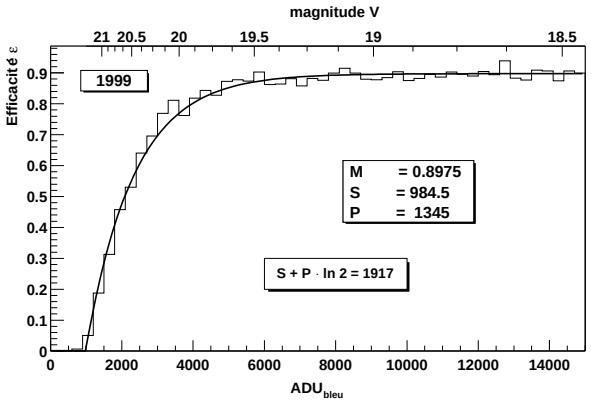
Fig. 8.10 : Histogrammes de divers paramètres pour les SNe simulées et les SNe retrouvées.

L'expression du volume comobile $dV_c/(d\Omega dz)$ en fonction du décalage vers le rouge z est donnée par (A.12), et par (A.14) aux petits décalages spectraux, ce qui nous permet d'obtenir la relation :

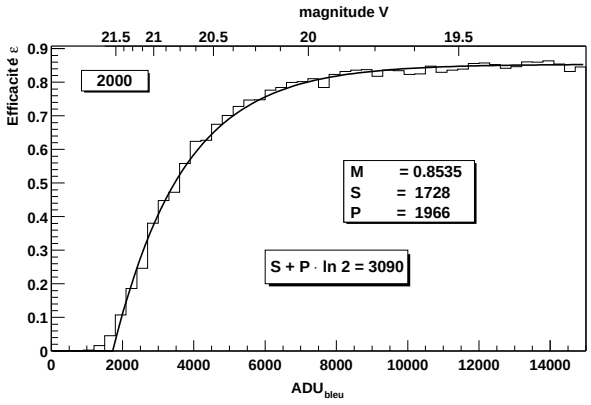
$$\begin{aligned} p(z|m_{\rm gal}) &\propto \frac{dV_c}{d\Omega dz} \cdot \frac{d\phi}{dV_c} \\ p(z|m_{\rm gal}) &\propto z^2(1+o(z)) \times 10^{-0.4(\alpha+1)(M-M_*)} \exp\left(-10^{-0.4(M-M_*)}\right) \end{aligned} \tag{8.20}$$

La constante de proportionnalité est déterminée en normalisant cette densité de probabilité à l'unité.

Cette expression est calculée à l'aide de la fonction de luminosité des galaxies de champ déterminée par le relevé LCRS (voir §5.1.3). Le résultat est présenté sur la figure 8.15.

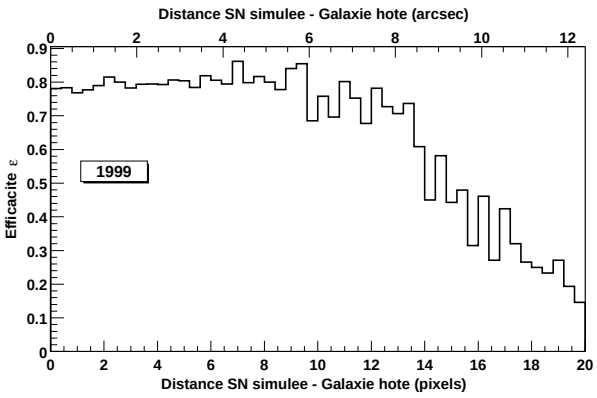


(a) Efficacité ε obtenue pour la recherche de 1999 (temps de pose 300 secondes). Le flux tel que $\varepsilon = \varepsilon_{\max}/2$ est $S + P \cdot \ln 2 = 1917$, ce qui correspond à une magnitude limite de $V \sim 20.7$.

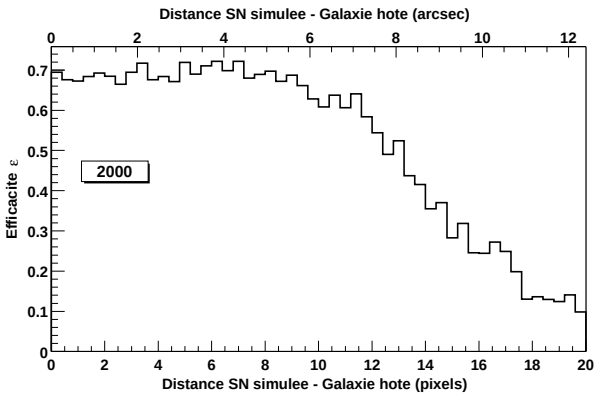


(b) Efficacité ε obtenue pour la recherche de 2000 (temps de pose 600 secondes). Le flux tel que $\varepsilon = \varepsilon_{\max}/2$ est $S + P \cdot \ln 2 = 3090$, ce qui correspond à une magnitude limite de $V \sim 20.9$.

Fig. 8.11 : Efficacités mesurées pour les recherches de 1999 et 2000 (dans les deux cas pour un sous-ensemble de 8 champs), en fonction du flux des supernovæ simulées. La courbe représente l'ajustement par la fonction (8.16) ; les paramètres obtenus sont indiqués dans le coin en bas à droite. La valeur du flux à mi-pente de l'efficacité est donnée par la combinaison $S + P \cdot \ln 2$. Le rapport des valeurs entre 2000 et 1999 est de $3090/1917 = 1.61$. Valeur pas trop éloignée (14% d'écart) du résultat théorique de $\sqrt{2} = 1.41$ que l'on attend lors d'un doublement du temps de pose.



(a) Campagne de 1999.

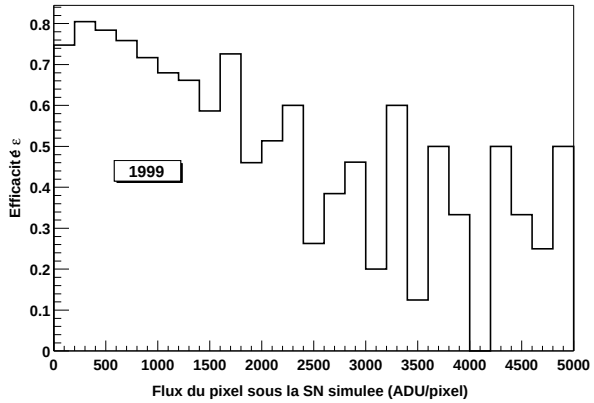


(b) Campagne de 2000.

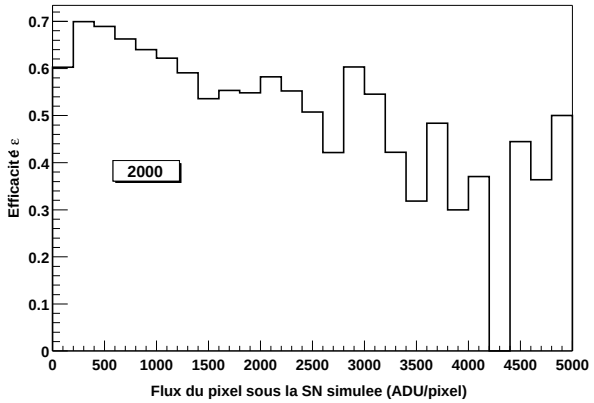
Fig. 8.12 : Efficacité en fonction de la distance à l'hôte. On remarque qu'il n'y a pas de perte d'efficacité au centre de la galaxie hôte.

8.4.2 La fonction de luminosité des supernovæ

Il est essentiel de simuler avec le maximum d'exactitude la diversité des courbes de lumière de SNe Ia mais aussi les proportions relatives des divers types (« standard », « sous-lumineuse » ou « sur-lumineuse »). Une première approche est d'utiliser un lot de courbes de lumières de supernovæ

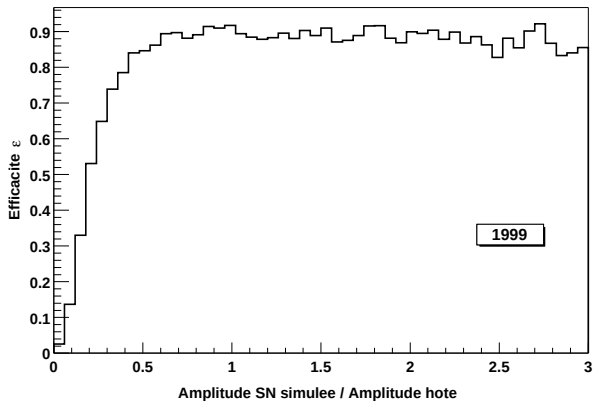


(a) Campagne de 1999. Au-delà de 2000 à 2500 ADU, la statistique devenant très faible on observe plutôt des fluctuations statistiques.

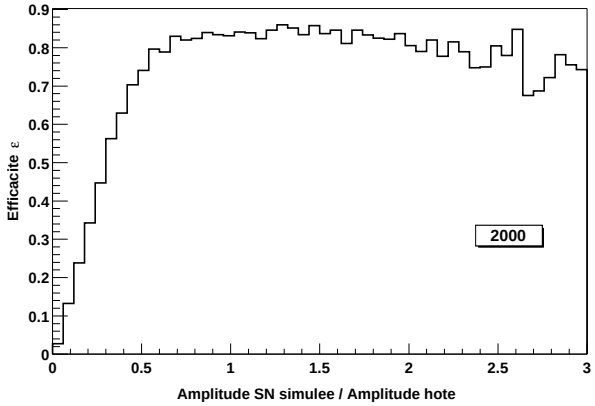


(b) Campagne de 2000. De même, au-delà de 3000 à 3500 ADU, il s'agit de fluctuations statistiques et non de réelles fluctuations de l'efficacité.

Fig. 8.13 : Efficacité en fonction de la brillance de surface locale de l'hôte : il s'agit de la valeur du pixel sur lequel va être collé le centre de la SN simulée, et auquel on a retranché le fond de ciel.



(a) Campagne de 1999.



(b) Campagne de 2000.

Fig. 8.14 : Efficacité en fonction du rapport des amplitudes entre supernova simulée et hôte.

observées. Nous essayerons ensuite, en guise d'alternative, de modéliser la fonction de luminosité à l'aide du facteur d'étirement introduit au §4.1.3.

La fonction de luminosité observée

Les figures 8.16 représentent la fonction de luminosité ainsi que le paramètre Δm_{15}^{B} pour un ensemble de 51 supernovæ publiées par Hamuy et al. (1996a) et Riess et al. (1999).

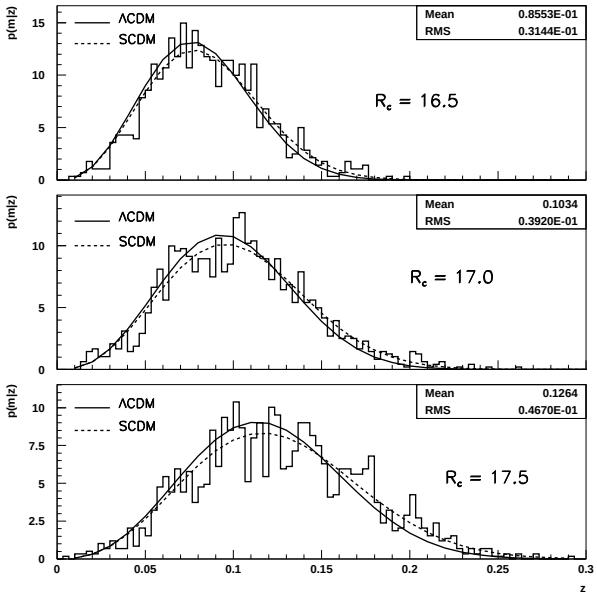


Fig. 8.15 : Illustration de la densité de probabilité $p(z|m_{\rm gal})$ du décalage spectral des galaxies connaissant leur magnitude apparente, pour trois magnitudes différentes. Les histogrammes représentent les galaxies du LCRS dans un intervalle de 0.1 magnitude centré sur la magnitude indiquée. La courbe noire est la densité de probabilité calculée pour la magnitude en question en utilisant un modéle d'Univers ΛCDM. La courbe en pointillées représente la même chose pour une modèle SCDM. Dans ce dernier cas, la moyenne de la ditribution est décalée vers les grands z.

Un échantillon représentatif de courbes de lumière de SNe Ia

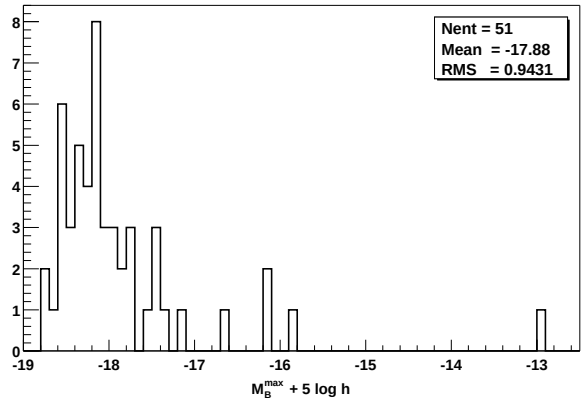
Nous utilisons un sous-ensemble de courbes de lumière de supernovæ de type Ia proches (Hamuy et al. 1996a, Riess et al. 1999) relativement bien échantillonnées dans les deux bandes V et R. Dix-sept supernovæ[6] ont ainsi été sélectionnées de par leur courbe de lumière bien échantillonnée, afin de permettre un ajustement raisonnable, et ce dans les deux couleurs qui nous servent à calibrer la bande passante bleue d'EROS, à savoir V et R (figures 8.17). Cette contrainte induit un biais dans la fonction de luminosité sélectionnée, la valeur moyenne de la magnitude absolue étant « tirée » vers les faibles luminosités par trois supernovæ relativement sous-lumineuses (et surtout par SN 1996ai, la plus extrême), comme le montre la figure 8.18(b), que l'on peut comparer à 8.16(b).

Les courbes de lumière sélectionnées sont ajustées à l'aide d'une fonction analytique (Contardo et al. 2000). Ce modèle empirique utilise deux gaussiennes, d'amplitudes g_0 et g_1, d'écarts-type σ_0 et σ_1, centrées sur les phases t_0 et t_1, pour modéliser respectivement le maximum de lumière, et le pic secondaire dans les bandes R et I. À ces gaussiennes est ajoutée une décroissance linéaire de pente γ et d'ordonnée à l'origine f_0, pour ajuster le déclin tardif, l'augmentation du flux avant le maximum étant donnée par une exponentielle de constante de temps θ et de phase τ. Ainsi la magnitude m en fonction du temps t est ajustée par :

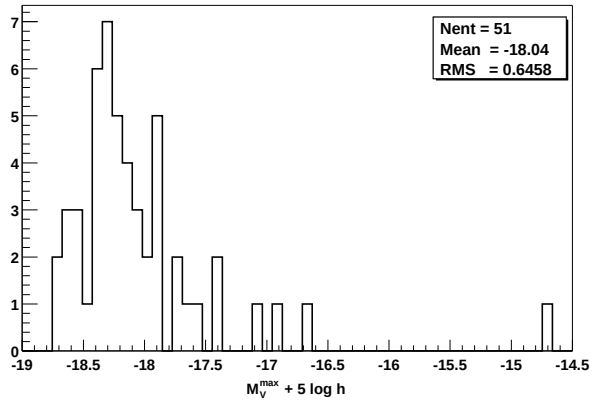
$$m(t) = \frac{f_0 + \gamma(t-t_0) + g_0 \exp\left(\frac{-(t-t_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + g_1 \exp\left(\frac{-(t-t_1)^2}{2\sigma_1^2}\right)}{1 - \exp\left(\frac{\tau - t}{\theta}\right)} \tag{8.21}$$

Notons que souvent, pour $t < \tau$, le comportement de cette fonction est l'objet de soubresauts. Afin de simuler la dispersion des courbes de lumière des SNe Ia, nous tirons au hasard, de manière uniforme, une courbe de lumière donnée, parmi cet ensemble. Seul l'ajustement analytique est utilisé : il permet d'accéder à tous les points de la courbe de lumière sans interpolation. Par exemple une des courbes

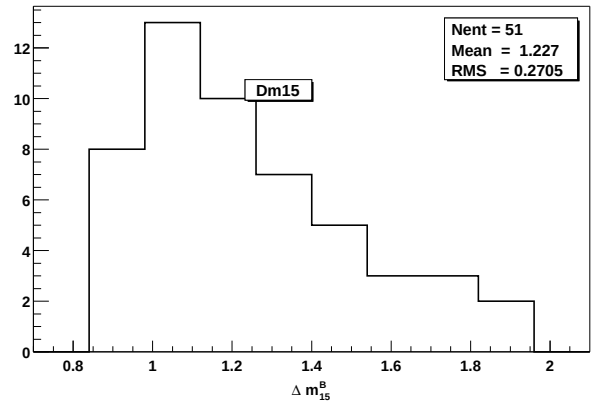
[6]Les 17 supernovæ en question sont les suivantes : SN 1991ag, SN 1992al, SN 1992bc, SN 1992bo, SN 1993H, SN 1994M, SN 1994ae, SN 1995D, SN 1995E, SN 1995al, SN 1995ak, SN 1995ac, SN 1995bd, SN 1996C, SN 1996X, SN 1996ai et SN 1996bo.



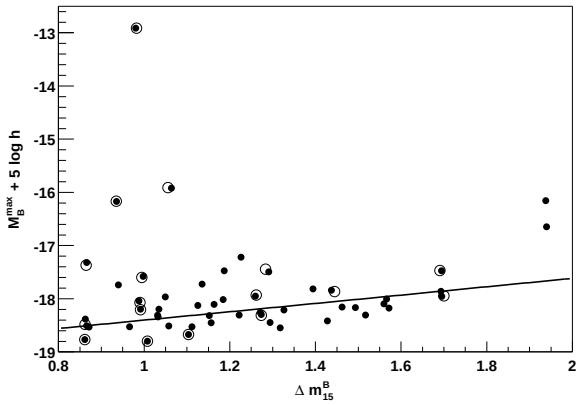
(a) Magnitude absolue dans la bande B. Si on suprime la supernova la moins lumineuse, SN 1996ai, on obtient une distribution de moyenne -17.98 et de largeur 0.64, similaire à la distribution obtenue par Richardson et al. (2002). Notons qu'il est possible que SN 1996ai soit très absorbée par sa galaxie hôte.



(b) Magnitude absolue dans la bande V.



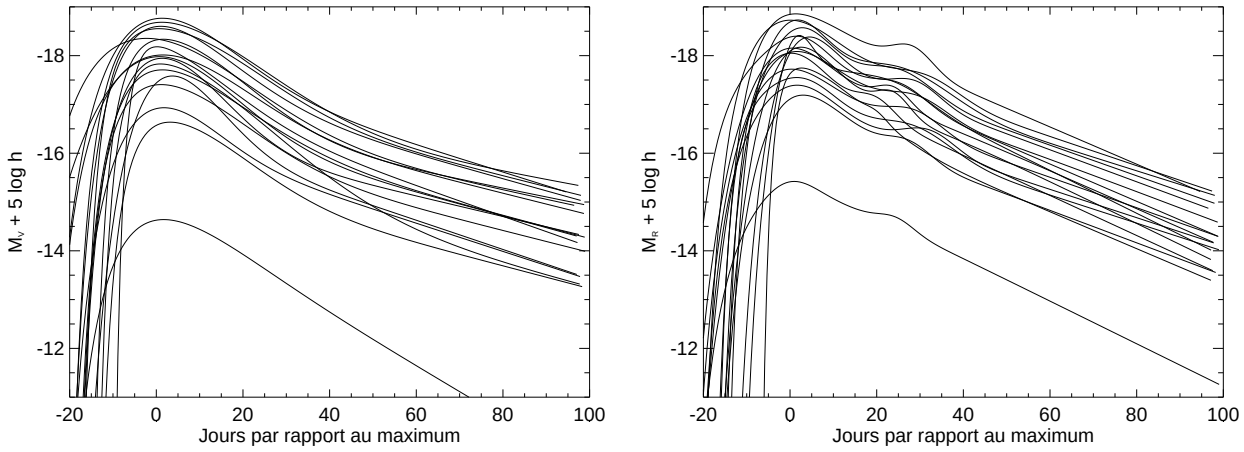
(c) Histogramme du paramètre Δm_{15}^B



(d) Relation magnitude absolue dans la bande B en fonction de Δm_{15}^B. Les cercles représentent les 17 supernovæ sélectionnées pour la mesure du taux. La droite est le résultat de l'ajustement réalisé par Hamuy et al. (1996c), et donné par l'équation 4.2.

Fig. 8.16 : Fonction de luminosités des SNe Ia observée : magnitudes absolues dans les bandes B et V et paramètre Δm_{15}^B, pour l'ensemble des 29 supernovæ de Hamuy et al. (1996a) et des 22 supernovæ de Riess et al. (1999).

de lumière ainsi utilisée est celle de SN 1992al (Hamuy et al. 1996a) dont $\Delta m_{15}^B = 1.11 \pm 0.05$, le facteur d'étirement est $s = 0.981 \pm 0.02$. Son décalage spectral est $z = 0.0146$ et sa magnitude au maximum dans la bande B est $B_{\max} = 14.60$. Les paramètres de son ajustement analytique sont donnés dans le tableau 8.1 ; avec ces paramètres, sa magnitude absolue au maximum dans la bande V est de $-18.60 + 5 \log h$, tandis que (Hamuy et al. 1996b) obtiennent $-18.48 + 5 \log h$. La fonction de luminosité des 17 supernovæ sélectionnées est représenté par l'histogramme de la figure 8.18(b).



(a) Bande V.

(b) Bande R.

FIG. 8.17 : Les différents patrons de courbes de lumière utilisés dans les bandes V et R, au total 17 supernovæ tirées de Hamuy et al. (1996a) et Riess et al. (1999). Seule la fonction analytique ajustée par (8.21) est représentée ici ; c'est également elle qui est utilisée dans le calcul.

	f_0	γ	t_0	g_0	σ_0	g_1	t_1	σ_1	τ	θ
B	17.29	0.01279	-3.5954	-3.2457	-17.668	0.0	1.0	1.0	-28.850	8.070
V	15.59	0.02444	-7.4503	-1.6645	21.970	0.0	1.0	1.0	-25.796	7.344
R	15.26	0.03092	2.6268	-0.7837	6.930	-0.4672	26.058	7.677	-20.970	5.378

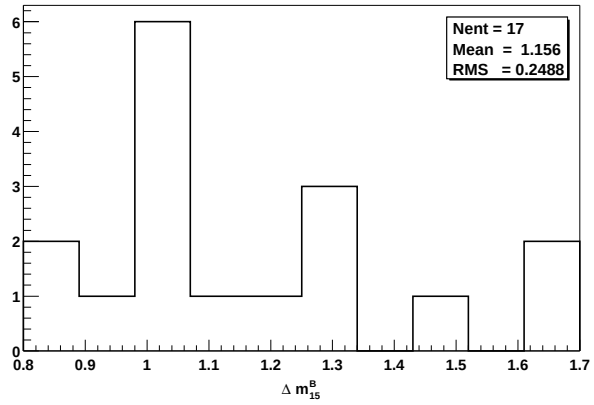
TAB. 8.1 : Paramètres de l'ajustement analytique de SN 1992al dans les différentes bandes que nous utilisons ici. Ces paramètres sont a reporter dans l'équation (8.21).

La distribution en « paramètre d'étirement »

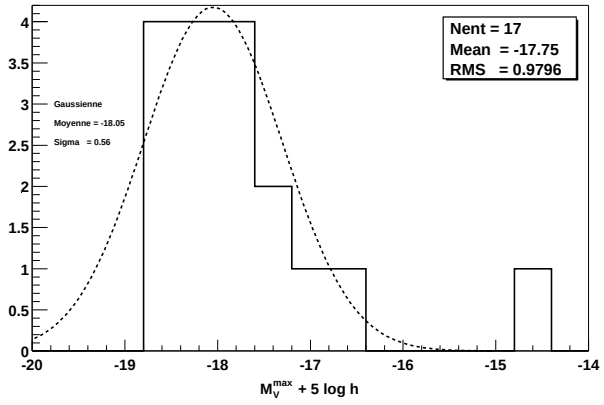
Il est également possible de représenter la distribution observée des SNe Ia à partir d'un seul patron que l'on étire ou comprime au gré des besoins. Un seul paramètre suffit alors, un facteur d'étirement s (voir §4.1.3). Les supernovæ proches utilisées par Perlmutter et al. (1999) pour étalonner leurs supernovæ lointaines sont un sous-ensemble (les 18 supernovæ de l'échantillon total qui furent découvertes au plus tard 5 jours après le maximum de lumière) de l'échantillon du Calàn/Tololo (Hamuy et al. 1996a), dont la distribution en *stretch factor* est donnée sur la figure 8.19.

Ceci étant, cette méthode du paramètre d'étirement s permet de reproduire seulement la fonction de luminosité des supernovæ de type Ia « normales ». Elle ne permet pas d'ajuster des évènements sur-lumineux de type SN 1991T ou sous-lumineux tel SN 1991bg.

Nous avons besoin de deux couleurs, pour obtenir des flux EROS. Comme le facteur d'étirement ne fonctionne que dans les bandes B et V (en R et dans les bandes vers l'infrarouge, l'existence d'un second maximum empêche tout traitement de ce genre), le choix est rapide ! Déterminons donc les paramètres de correction dans ces deux bandes pour le facteur s. Pour ce faire, nous utilisons les relations mesurées dans les dites bandes pour le Δm_{15}^B, puisque *a priori* l'une et l'autre paramétrisation



(a) Δm_{15}^{B}



(b) $M_V^{\max} + 5 \log h$. La courbe n'est pas un ajustement de l'histogramme mais représente la fonction de luminosité telle que nous la simulons avec le facteur d'étirement s. Si on supprime la supernova la plus sous-lumineuse (SN 1996ai), la moyenne devient -17.98, et l'écart-type 0.578.

Fig. 8.18 : Distribution de Δm_{15}^{B} et $M_V^{\max} + 5 \log h$ pour l'échantillon de 17 courbes de lumière utilisé.

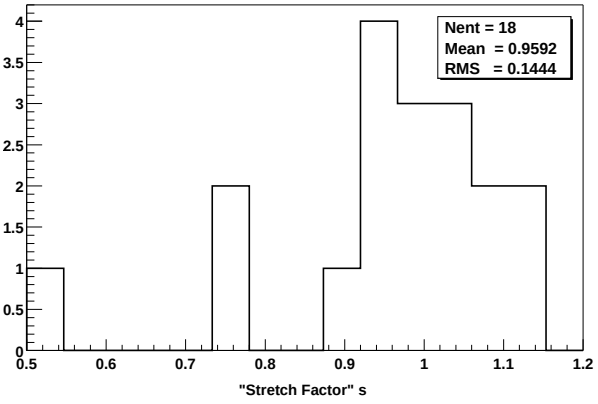


Fig. 8.19 : Distribution du facteur d'étirement pour les 18 supernovæ de l'échantillon Calán/Tololo qui ont été découvertes moins de 5 jours après leur maximum de lumière. Ce sont les mêmes supernovæ proches que Perlmutter et al. (1999) ont utilisées. Ces valeurs de « s » résulte d'un ajustement de la courbe de lumière.

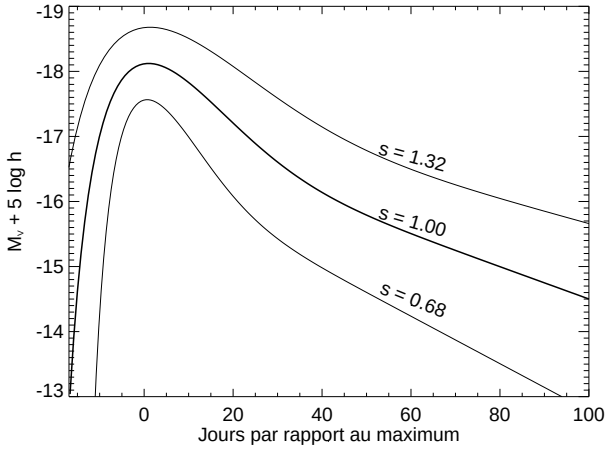


Fig. 8.20 : Courbe de lumière dans la bande V de la supernova SN 1992al ($s = 0.981$), servant de patron, pour trois valeurs du facteur d'étirement s, moyenne plus ou moins un sigma de la distribution gaussienne obtenue d'après la fonction de luminosité de (Richardson et al. 2002).

sont équivalentes (du moins en première approximation).

D'une manière générale nous avons :

$$M_{B,V}^{\max} = M_{B,V}^{\mathrm{corr}} + \Delta_{B,V}^{\mathrm{corr}} \tag{8.22}$$

$M^{\max}_{B,V}$ étant la magnitude absolue au maximum de lumière dans la bande B ou V ; $M^{\rm corr}_{B,V}$ est la magnitude correspondant à une courbe de lumière « patron » (§4.1.3), $\Delta^{\rm corr}_{B,V}$ la correction à appliquer pour passer de l'une à l'autre. On a ainsi (Hamuy et al. 1996a, Perlmutter et al. 1999) :

$$\Delta^{\rm corr}_{B,V} = \alpha^{B,V}_{\Delta m^B_{15}}[\Delta m^B_{15} - 1.1] \tag{8.23}$$

$$\Delta^{\rm corr}_{B,V} = -\alpha^{B,V}_{s}[s - 1] \tag{8.24}$$

Δm_{15} et s varient en sens inverse l'un de l'autre : plus une supernova est lumineuse, plus son Δm_{15} est petit, et plus son facteur d'étirement est grand.

Ce qui donne :

$$s - 1 = -\frac{\alpha^B_{\Delta m^B_{15}}}{\alpha^B_s}[\Delta m^B_{15} - 1.1] \tag{8.25}$$

$$s - 1 = -\frac{\alpha^V_{\Delta m^B_{15}}}{\alpha^V_s}[\Delta m^B_{15} - 1.1] \tag{8.26}$$

et :

$$\frac{\alpha^B_{\Delta m^B_{15}}}{\alpha^V_{\Delta m^B_{15}}} = \frac{\alpha^B_s}{\alpha^V_s}$$

or compte tenu de (4.2) on a : $\alpha^B_{\Delta m^B_{15}} = 0.784 \pm 0.182$ et $\alpha^V_{\Delta m^B_{15}} = 0.707 \pm 0.150$. Par ailleurs $\alpha^B_s = 1.74$ (Nugent 2002, communication personnelle), ce qui donne : $\alpha^V_s = 1.57$. Et :

$$s = -0.45(\Delta m^B_{15} - 1.1) + 1 \tag{8.27}$$

Notons que les paramètres $\alpha_{\Delta m^B_{15}}$ et α_s sont obtenus uniquement pour des SNe Ia « normales » : les évènements sous-lumineux sont exclus de l'ajustement (voir par exemple la figure 4.2). En effet, avec $\alpha^B_{\Delta m^B_{15}} = 0.784$, on obtient une incompatibilité entre la largeur de la distribution en magnitude ($\sigma_M \simeq 0.6$ — figure 8.18(b)) et la largeur de la distribution en Δm^B_{15} ($\sigma_{\Delta m^B_{15}} \simeq 0.27$ — figure 8.16(c)), qui devrait être telle que $\sigma_{M_B} \simeq 1.74 \cdot \sigma_s = 1.74 \times 0.12 = 0.2$...

Approximation de la distribution en s par une gaussienne On peut comparer la distribution du paramètre s tel qu'il est ajusté sur un sous-ensemble des supernovæ de Hamuy par le SCP (figure 8.19), avec la distribution obtenue si on transforme simplement la distribution en Δm^B_{15} à l'aide de (8.27) (figure 8.21). On remarque que les deux distributions sont très semblables.

Afin de simuler la fonction de luminosité des SNe Ia, nous utilisons une courbe de lumière qui nous sert de patron. La supernova SN 1992al a été choisie car son facteur s est a peu près égal à 1. Néanmoins, sa magnitude absolue au maximum de lumière en B est $M^{\max}_B(1992{\rm al}) = -18.53 + 5\log h$ (Hamuy et al. 1996b), ce qui est sous-lumineux de 0.5 magnitude par rapport à la valeur moyenne qu'obtiennent Richardson et al. (2002) ($< M^{\max}_B >= -18.05 + 5\log h$). Reproduire leur distribution revient à ajouter systématiquement 0.5 mag au patron, avec une distribution en s centrée sur 1, d'écart-type 0.32, soit une dispersion de 0.56 sur la magnitude au maximum (figure 8.20). La fonction de luminosité ainsi simulée est représentée par la courbe sur la figure 8.18(b).

8.4.3 La calibration

Les flux mesurés ($\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros}$) sur les images doivent pouvoir être exprimés en fonction des bandes standards : V et R pour ce qui est des 17 courbes de lumière, et B et V pour ce qui est du facteur

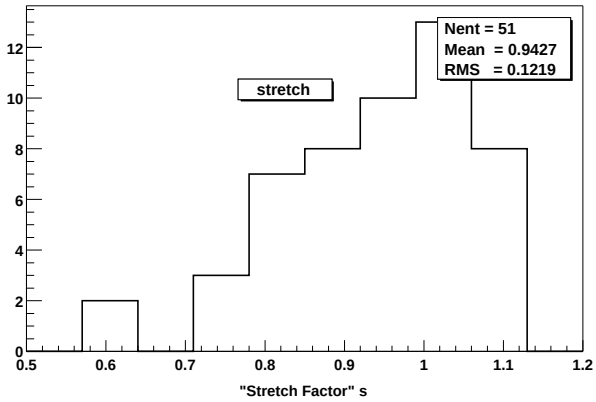


FIG. 8.21 : Facteur d'étirement s à partir du Δm_{15}^B, obtenu par la relation (8.27) pour l'échantillon de 51 supernovæ publiées (voir figure 8.16).

d'étirement. On exprime également $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros}$ en fonction de $R_{\rm lcrs}$, pour obtenir la distribution en décalage spectral des galaxies, cette dernière reposant sur la fonction de luminosité du LCRS, et en fonction de R pour obtenir la luminosité des galaxies dans cette bande.

Le détail de la calibration des bandes EROS est donné en annexe D. En annexe E nous vérifions que l'on peut appliquer une calibration effectuée avec des étoiles à des supernovæ.

Il se trouve que les points zéro pour la recherche de 1999 et celle de 2000 sont à peu près égaux, à moins de 5 % près. Nous utiliserons une calibration globale, les fluctuations au cours d'une même recherche étant en-deçà de la précision de la calibration elle-même, $\lesssim 10$ %.

Compte tenu de cela et de la valeur des termes de couleur, nous avons :

$$\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} = V - 0.528 \cdot (V - R) - 22.7 \tag{8.28}$$

$$\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} = V - 0.311 \cdot (B - V) - 22.7 \tag{8.29}$$

pour les supernovæ ; la relation (8.28) est utilisée pour convertir les magnitudes de l'échantillon de courbes de lumière en magnitude $\mathcal{B}_{\rm eros}$, tandis que (8.29) est utilisée pour la fonction de luminosité des supernovæ représentée par le facteur d'étirement.

De plus, nous avons (§D.6) :

$$\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} \simeq R - 22.45 \tag{8.30}$$

$$\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} \simeq R_{\rm lcrs} - 22.7 \tag{8.31}$$

pour les galaxies. Nous négligeons le terme de couleur, car $\mathcal{B}_{\rm eros} - \mathcal{R}_{\rm eros} \sim 0$ à 15 % près pour les galaxies du LCRS. Ces relations nous permettent de convertir les flux EROS en magnitudes R et $R_{\rm lcrs}$ selon que l'on calcule leur luminosité (pour obtenir le taux en SNu) ou la densité de probabilité de leur décalage spectral, respectivement.

On vérifie la validité de la calibration (8.30) à l'aide des comptages de galaxies publiés dans la bande R (figure 8.6). Si elle n'avait pas été correcte, un décalage systématique aurait été visible entre les comptages EROS et les comptages publiés.

8.4.4 L'extinction

L'absorption galactique

Pour corriger de l'absorption galactique ($m_{\text{obs}} = m_{\text{intrinsèque}} + A$), nous utilisons les cartes d'extinction de Schlegel et al. (1998). Ils utilisent effectivement le relevé de l'ensemble du ciel effectué par l'instrument DIRBE sur le satellite COBE, aux longueurs d'ondes de 100 μm et 240 μm, pour construire une carte de la température de la poussière qui est ensuite convertie en carte de la densité de colonne des poussières. Cela donne une mesure du rougissement $E(B-V)$ galactique, et donc de l'absorption (voir B.3).

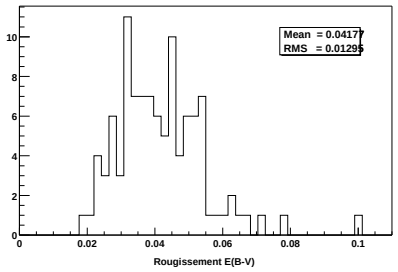


FIG. 8.22 : Rougissement pour les champs de recherche d'EROS.

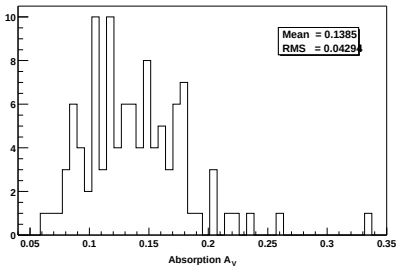


FIG. 8.23 : Absorption en V pour les champs de recherche d'EROS.

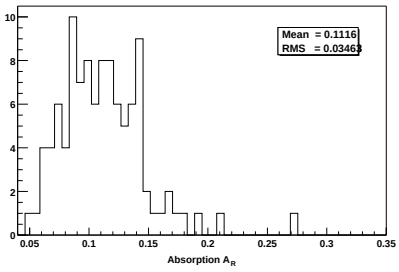


FIG. 8.24 : Absorption en R pour les champs de recherche d'EROS.

La valeur de l'absorption galactique est déterminée champ par champ (et donc supposée constante sur un champ de 1 deg^2 donné). Les figures 8.23 et 8.24 montrent la distribution de l'absorption dans les champs de recherche de supernovæ.

L'absorption par la galaxie hôte

Hamuy et al. (1996a) et Riess et al. (1999) n'ont pas corrigé de cette absorption (qui est quasiment impossible à mesurer). Nous ne tiendrons pas compte de cette correction, faisant l'hypothèse que la distribution de l'extinction par l'hôte dans les supernovæ de Hamuy et Riess est « représentative » de nos supernovæ.

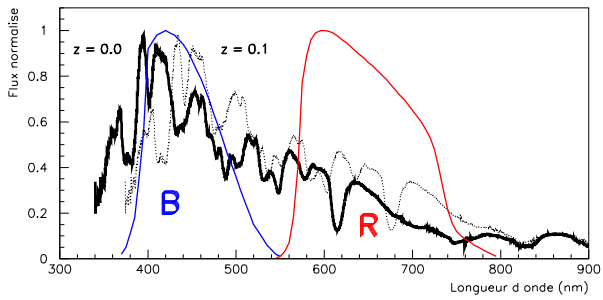
Ceci étant, il serait intéressant de voir son effet sur la fonction de luminosité semi-théorique obtenu avec le facteur d'étirement, qui elle n'en tient pas compte. Effet que l'on pourrait quantifier à l'aide d'un modèle d'extinction et d'une simulation Monte-Carlo.

8.4.5 Les corrections K

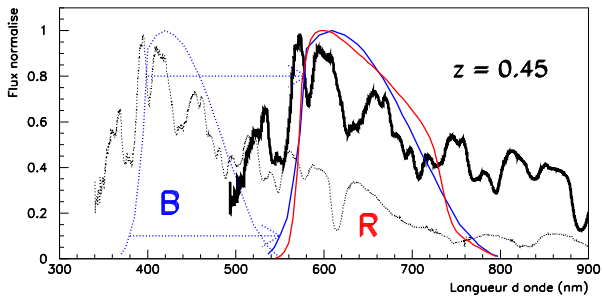
L'effet pervers du décalage spectral sur le spectre d'un objet, en l'occurrence une supernova ou une galaxie, est d'engendrer une variation systématique du flux intégré dans une bande passante comme illustré sur la figure 8.25. Pour corriger de cet effet purement observationnel on calcule une correction, donnée par l'expression (A.27) :

$$K_T(z) = -2.5 \cdot \log \left[\frac{\int_0^{+\infty} \frac{d\lambda_o}{1+z} T(\lambda_o) I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)}{\int_0^{+\infty} d\lambda_o T(\lambda_o) I(\lambda_o)} \right] \tag{8.32}$$

λ_o étant la longueur d'onde observée ; expression qui s'annule quand $T \equiv 1$ (la bande spectrale couvre tout le spectre).

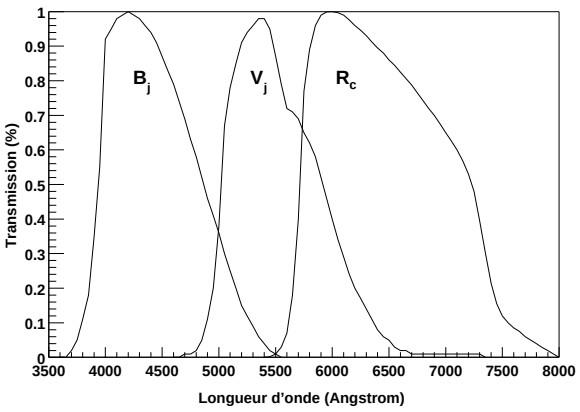


(a) À travers une bande photométrique fixe, telle que B ou R, le flux d'une même supernova va varier en fonction du décalage spectral auquel elle se trouve. Pour s'affranchir de cet effet on détermine des corrections, *dites corrections* K afin de compenser le décalage.

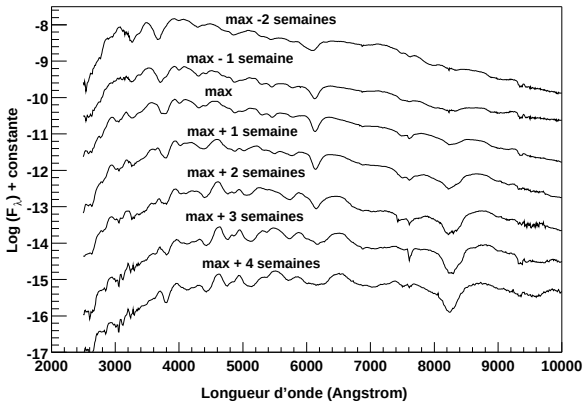


(b) Quand on observe des supernovæ à grand décalage spectral ($z \gtrsim 0.3$) il faut changer de filtre. Ainsi une supernova observée en bande B à petit z devra être observée en bande R, voire I ou J pour des décalages spectraux plus importants. À $z \sim 0.45$, la bande B est presque équivalente à la bande R. En observant une supernova distante en bande R, si on souhaite se ramener au flux dans la bande B équivalente au repos, il faut effectuer des corrections, en tenant compte des deux filtres concernés.

Fig. 8.25 : Illustration du principe de la correction K sur un spectre de SN Ia.



(a) Patrons des transmittivités des filtres B_j, V_j et R_c utilisés. On peut les trouver en ligne sur http ://obswww.unige.ch/gcpd/filters/fil08.html pour le système Johnson et sur http ://obswww.unige.ch/gcpd/filters/fil54.html pour le système Cousins.



(b) Patrons des spectres de SNe Ia utilisés. Le patron est disponible en ligne : http ://www.supernova.lbl.gov/∼nugent/spectra.html. Il s'agit d'un patron composite proposant un échantillonnage du spectre journalier entre -19 jours et +70 jours. Il a été construit en utilisant des spectres observés et interpolés (Nugent et al. 2002).

Fig. 8.26 : Patrons des transmittivités des filtres et des spectres utilisés pour calculer les corrections K des supernovæ de type Ia.

Pour les supernovæ

Les corrections K pour les SNe Ia interviennent lors de la transposition des courbes de lumière au décalage spectral souhaité (voir §8.4.6).

Les intégrales (8.32) sont calculées à partir de patrons, tant pour les spectres de SNe Ia, que pour les transmittances des différents filtres utilisés, selon le principe illustré sur la figure 8.25. Le résultat est illustré sur les figures 8.27, qui montrent qu'elles ne sont pas du tout négligeables, et qu'elles dépendent fortement de la phase de la supernova.

Pour les galaxies

Les corrections K pour les galaxies interviennent lors de la détermination de leur distribution en décalage spectral, ainsi que lorsque l'on calcule leur luminosité.

La figure 8.28 montrent les corrections K dans la bande R pour des galaxies calculées par Poggianti (1997). On constate sur la figure 8.28(b) que ces corrections dépendent peu de la distribution de l'énergie spectrale des différentes galaxies à petit décalage spectral. Nous utiliserons donc l'approximation $K_{\rm gal}(z) = 2.5 \cdot \log(1+z)$.

8.4.6 La magnitude des supernovæ

Compte tenu de ce qui précéde, nous sommes en mesure de déterminer le flux en ADU d'une supernova à un décalage spectral donné. À partir du lot de supernovæ publié (§8.4.2), pour lesquelles on connaît l'évolution de la magnitude en fonction de la phase (époque par rapport au maximum de lumière) et le décalage spectral, on peut obtenir simplement la magnitude en fonction de la phase pour un décalage spectral différent.

Transposition d'une courbe de lumière de z_1 à z_2

Les courbes de lumière sur la figure 8.17 sont tracées relativement à leur magnitude absolue. Or les points observationnels publiés le sont pour le décalage spectral de la supernova. Dans notre logiciel de calcul, nous avons seulement besoin de ces courbes à un décalage spectral donné : il suffit donc de les transposer de leur décalage spectral d'origine à celui que l'on souhaite.

L'évolution de la magnitude m d'une supernova située au décalage spectral z_1 en fonction de sa phase (observée) t_1 s'écrit (A.23) :

$$m(t_1, z_1) = M(t_1/(1+z_1)) + 5 \cdot \log\left[\frac{D_L(z_1)}{10\ \mathrm{pc}}\right] + K(t_1, z_1) \tag{8.33}$$

M étant la magnitude absolue de la supernova, D_L sa distance de luminosité, et K la correction K associée dans la bande spectrale considérée.

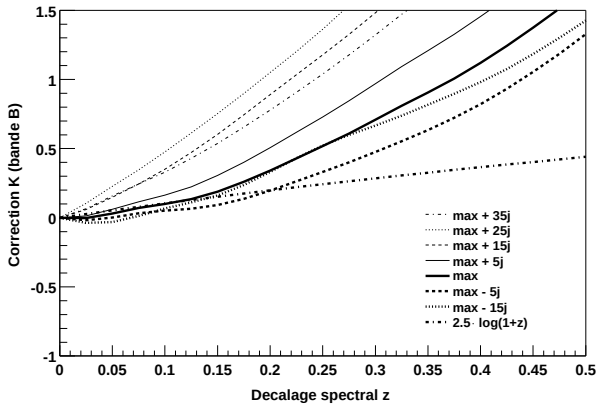
Ainsi, quand on se place à un décalage spectral donné z_2, la phase observée devient t_2 et :

$$m(t_1, z_1) - m(t_2, z_2) = M(t_1/(1+z_1)) - M(t_2/(1+z_2)) + 5 \cdot \log\left[\frac{D_L(z_1)}{D_L(z_2)}\right] + K(t_1, z_1) - K(t_2, z_2) \tag{8.34}$$

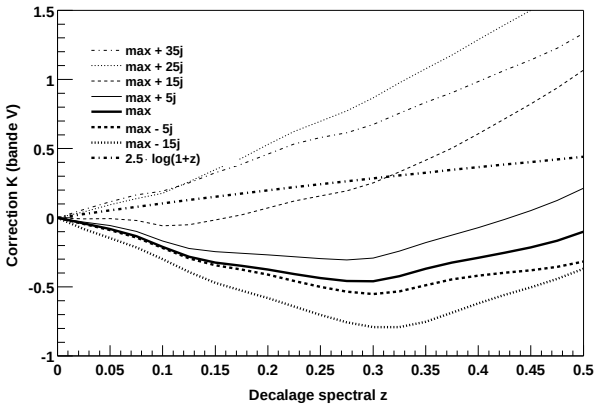
or on a : $t_1/(1+z_1) = t_2/(1+z_2)$, ce qui donne :

$$m(t_1, z_1) - m(t_2, z_2) = 5 \cdot \log\left[\frac{D_L(z_1)}{D_L(z_2)}\right] + K(t_1, z_1) - K(t_2, z_2), \tag{8.35}$$

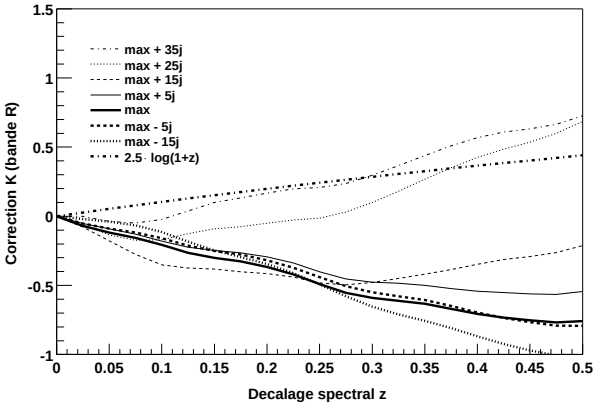
relation qui ne dépend pas de la constante de Hubble.



(a) Dans la bande B. Ce filtre est à cheval sur la partie du spectre présentant l'émission maximale au repos. Quand le spectre est décalé vers le rouge cette bande va récupérer moins de flux : il faut corriger en *ajoutant* quelque chose. C'est pourquoi les corrections K sont positives en B.



(b) Dans la bande V. Jusqu'à un décalage spectral de 0.3, le filtre V se trouve à plus grande longueur d'onde que le pic d'émission spectral ; au fur et à mesure que le spectre est décalé vers le rouge, un peu plus de flux sera vu par cette fenêtre : la correction K est négative, et diminue. Mais quand $z \sim 0.5$, le maximum de l'émission spectrale coïncide avec le filtre V, d'où le changement de pente dans la correction.



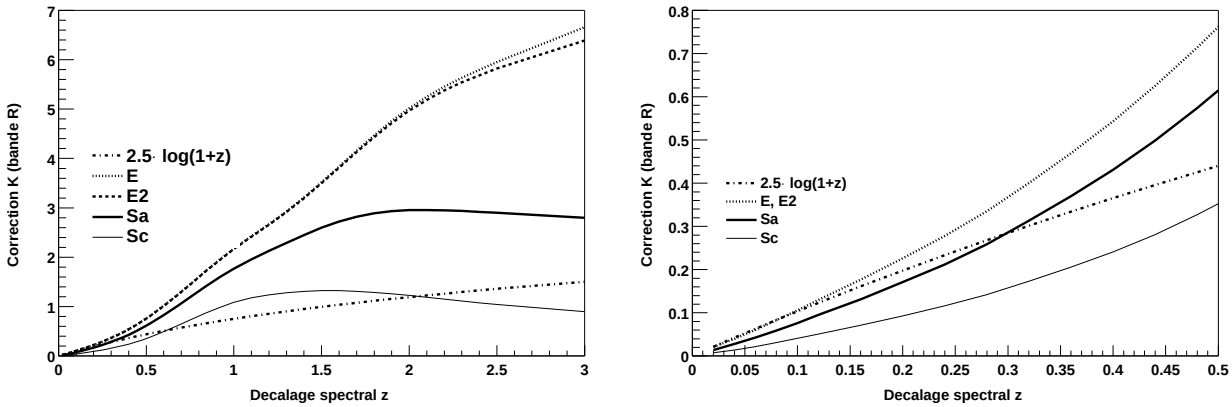
(c) Dans la bande R. Il se produit le même phénomène que pour la bande V, sauf que maximum de l'émission spectral va coïncider avec la bande R seulement pour $z \sim 0.5$.

Fig. 8.27 : Les corrections K pour les SNe Ia, dans les bandes BVR, en fonction du décalage spectral, pour différentes phases. Les différents commentaires sont essentiellement vrais pour les spectres autour du maximum de lumière ; or le maximum de l'émission se décale vers les grandes longueurs d'onde avec la phase également. Néanmoins, le principe reste le même.

8.4.7 Algorithme de calcul du flux

Le schéma général du calcul du flux tel qu'il est observé par EROS est le suivant (figure 8.29) :

Pour chaque galaxie :



(a) (b) Gros plan sur les petits décalages spectraux.

Fig. 8.28 : Les corrections K pour les galaxies dans la bande R, en fonction du décalage spectral, pour différents types de galaxies (Elliptiques E et E2, spirales Sa et Sc), d'après Poggianti (1997). On a également tracé $2.5 \cdot \log(1+z)$, qui est une bonne approximation des corrections K pour les galaxies à petit décalage spectral.

- On tire aléatoirement un décalage spectral z_2 selon la distribution p (§8.4.1, page 126).
- On tire uniformément une phase t_2, ce qui permet d'obtenir la courbe de lumière observée à z_2, par l'intermédiaire de (8.35), t_1 étant donné par $t_1 = t_2 \cdot (1+z_1)/(1+z_2)$, en ayant auparavant ajouté l'extinction galactique (§8.4.4, page 136) correspondant au champ traité.
- Le nombre d'ADU correspondant en est déduit par les relations de calibration (§8.4.3).

Une fois que le nombre d'ADU est déterminé, on en déduit l'efficacité préalablement déterminée (§8.3.3).

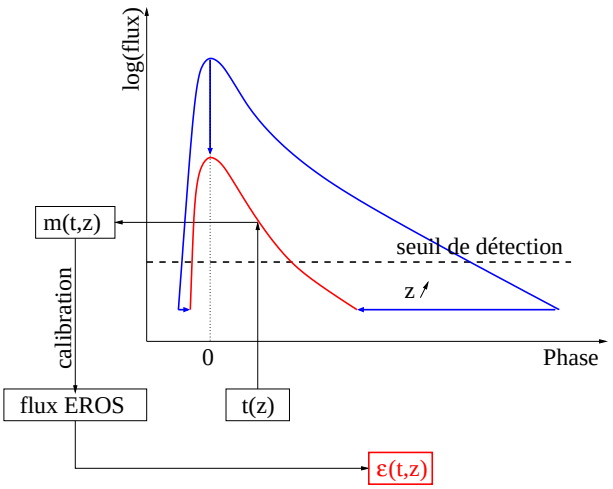


Fig. 8.29 : Illustration du calcul de l'intégrale, dénominateur de (8.6). Pour chaque galaxie de chaque image, un décalage spectral z est tiré aléatoirement selon la distribution $p(z|m_{\rm gal})$ (§8.4.1) ; une courbe de lumière est choisie (§8.4.2), puis étirée (selon l'axe du temps) et décalée (sur l'axe des magnitudes) au z souhaité ; une phase t est tiré uniformément, ce qui permet d'en déduire un flux, et de là l'efficacité (§8.3.3).

8.5 Un modèle simple

Dans le but de valider les simulations Monte-Carlo de la distribution en décalage spectral des supernovæ, nous fabriquons un petit modèle qui va nous permettre de comprendre comment les différents paramètres, tels que la magnitude limite de la recherche, la coupure en magnitude sur les galaxies ou le décalage spectral interagissent entre eux.

Pour ce faire, reprenons l'équation (7.21) :

$$\frac{dn}{dzd\Omega}(z) = \mathcal{R}_{\rm SN}(z) \cdot \rho_L(z) \cdot \Delta T_c(z, m_{\rm lim}) \frac{dV}{dzd\Omega}(z), \tag{8.36}$$

où $\mathcal{R}_{\rm SN}$ est le taux de supernovæ, $\Delta T_c(z, m_{\rm lim})$, le temps de contrôle et $m_{\rm lim}$ est la magnitude limite dans la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$. On adapte cette relation dans le cas où l'on impose une limite à la magnitude des galaxies hôtes :

$$\frac{dn}{dzd\Omega}(z) = \mathcal{R}_{\rm SN}(z) \cdot \Delta T_c(z, m_{\rm lim}) \frac{dV}{dzd\Omega}(z) \cdot \int_{-\infty}^{M_{\text{gal-lim}}(m_{\text{gal-lim}}, z)} \frac{dN_{\rm gal}}{dMdV} L(M) dM, \tag{8.37}$$

$dN_{\rm gal}/(dMdV)$ étant la fonction de luminosité des galaxies, et $dN_{\rm gal}/(dMdV) \cdot L(M)$ est la luminosité galactique par unité de volume et par intervalle de magnitude absolue M. L'intégrale est calculée sur toutes les magnitudes absolues, jusqu'à la magnitude absolue $M_{\text{gal-lim}}$ correspondant à la magnitude apparente limite fixée pour le décalage spectral z :

$$M_{\text{gal-lim}}(m_{\text{gal-lim}}, z) = m_{\text{gal-lim}} - \mu(z) - K(z) \tag{8.38}$$

Si $M_{\text{gal-lim}}(m_{\text{gal-lim}}, z) \to +\infty$, l'expression (8.37) se réduit à (8.36).

Dans le cas où l'intervalle de temps entre les deux images, de recherche et de référence est très grand ($\gtrsim 300$ jours), l'expression du temps de contrôle $\Delta T_c(z, m_{\rm lim})$ est calculé comme illustré sur la figure 7.2.

Dans le cas contraire, il faut cogiter un peu !

Soit $\mathcal{C}$ la fonction du temps t (la phase) décrivant la courbe de lumière ; m désignant la magnitude. Soient t_o la phase au maximum de lumière, $m_{\rm lim}$ le seuil de détection en magnitude apparente et $\mathcal{I}$ l'intervalle de temps entre l'image de découverte et celle de référence. Considérant t_1 et t_2 tels que :

$$\begin{aligned} t_1 &= \mathcal{C}^{-1}(m_{\rm lim})|_{t<t_o} \\ t_2 &= \begin{cases} \mathcal{C}^{-1}(m_{\rm lim})|_{t>t_o} & \text{si } t_2 - t_1 < \mathcal{I} \\ \mathcal{C}^{-1}(m)|_{[\mathcal{C}(t_2)-\mathcal{C}(t_2-\mathcal{I})]=0} & \text{si } t_2 - t_1 > \mathcal{I} \end{cases} \end{aligned} \tag{8.39}$$

le temps de contrôle est alors donné par $\Delta T_c(z, m_{\rm lim}) = t_2 - t_1$ pour une efficacité $\varepsilon = 1$ si $m < m_{\rm lim}$ et 0 sinon.

L'équation (8.37) est donc essentiellement le produit de trois termes, le temps de contrôle, l'élément de volume, et le nombre de galaxies, que nous allons détailler quelque peu.

8.5.1 Le temps de contrôle

Dans le cas où l'on n'impose aucune restriction sur l'intervalle entre l'image de détection et celle de référence, le temps de contrôle varie en fonction du décalage spectral z à peu près comme $1/z$, comme en témoigne la figure 8.30. En revanche, dans le cas qui nous intéresse ici, si l'intervalle de temps entre l'image de découverte et l'image de référence correspond grosso modo à une lunaison (un peu moins de 30 jours), la probabilité de découvrir une supernova très longtemps après le maximum devient nulle, comme le montre la figure 8.31, expression du temps de contrôle en fonction du décalage spectral.

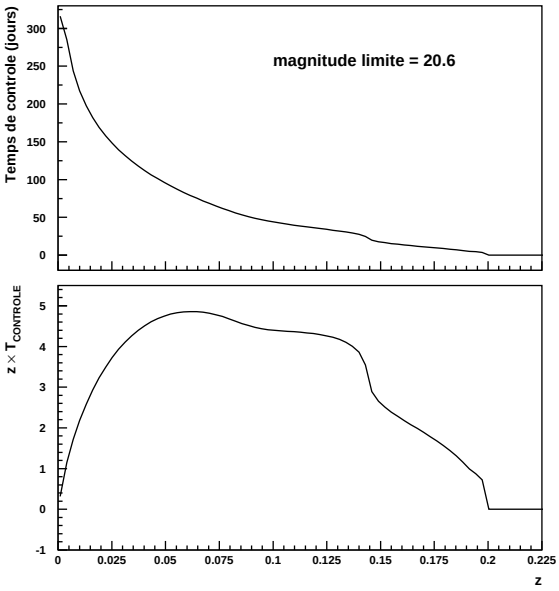


FIG. 8.30 : Évolution du temps de contrôle avec le décalage spectral, dans le cas où l'intervalle entre l'image de découverte et celle de référence est de 400 jours. La figure du bas montre que le temps de contrôle se comporte à peu près comme la fonction $1/z$ (pour $0.03 \lesssim z \lesssim 0.15$).

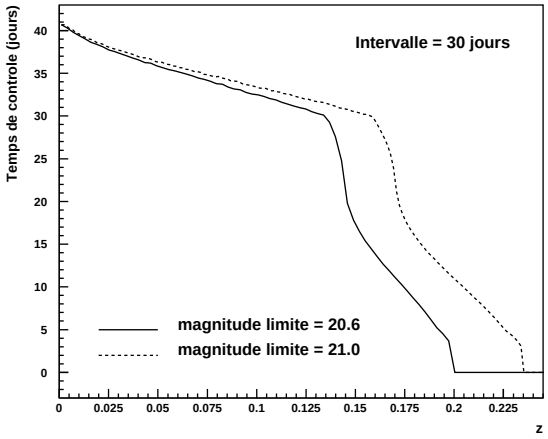


FIG. 8.31 : Variation du temps de contrôle avec le décalage spectral, pour un intervalle de 30 jours entre l'image de découverte et celle de référence.

8.5.2 L'élément de volume

L'expression en est donnée par (A.13), dont une approximation aux petits décalages spectraux est donnée par (A.14) :

$$\frac{dV_c}{d\Omega dz} = \frac{1}{R_o^3}\left(\frac{c}{H_o}\right)^3 z^2(1+o(z)) \tag{8.40}$$

La figure 8.32 montre l'évolution de ce terme comparée avec son approximation à bas décalage spectral ; approximation valable jusqu'à des décalages spectraux de 0.1 - 0.15.

8.5.3 Les galaxies hôtes

La densité de luminosité galactique s'exprime selon :

$$\rho_L|_{m_{\text{gal}}<m_{\text{gal-lim}}} = \int_{-\infty}^{M_{\text{gal-lim}}(m_{\text{gal-lim}},z)} \frac{dN_{\text{gal}}}{dMdV} L(M)dM \tag{8.41}$$

où $m_{\text{gal-lim}}$ est la coupure que l'on impose sur la magnitude apparente des galaxies hôtes, de façon à se rapprocher le plus possible de la limite de complétude, et donc de bien contrôler la population des galaxies. Dans le cas où $m_{\text{gal-lim}} \to +\infty$ on retrouve la densité de luminosité des galaxies de champs (figure 8.33). Nous utilisons ici la fonction de luminosité mesurée par le LCRS (voir §5.1.3).

8.5.4 La distribution en décalage spectral des supernovæ

Le produit des trois termes passés en revue ci-dessus donne la distribution en décalage spectral du nombre de supernovæ obtenu ; il est représenté sur les figures 8.34 et 8.35. Dans le cas où l'on fixe

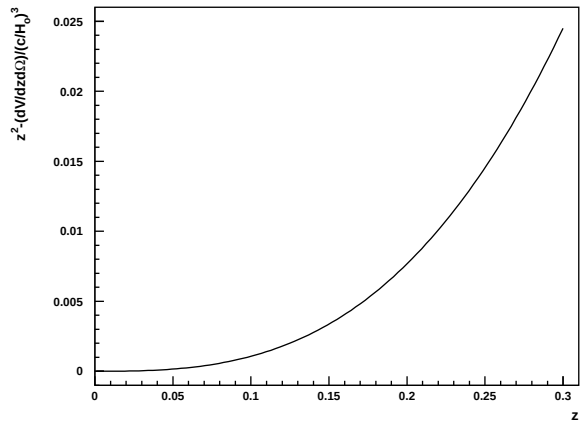


FIG. 8.32 : Évolution de l'écart entre z^2 et l'élément de volume en fonction du décalage spectral. On vérifie ainsi la validité de l'approximation aux petits décalages spectraux du volume par une fonction en z^2.

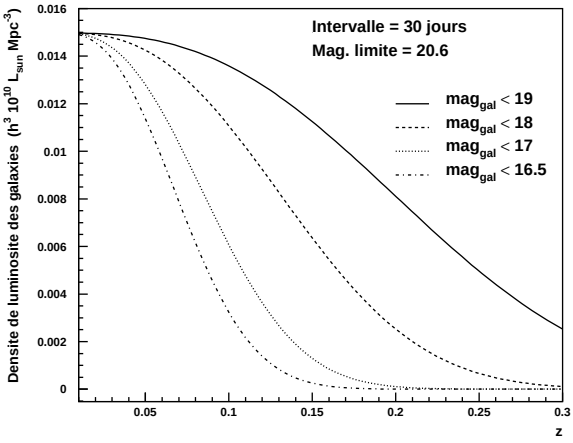


FIG. 8.33 : Densité de luminosité des galaxies observables en fonction du décalage spectral, pour différentes magnitudes de complétude (ou coupure sur la magnitude apparente). On note que plus celle-ci est élevée, plus on tend vers $0.014 \cdot 10^{10}\ h^3 \cdot \mathrm{L}_\odot \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}$, valeur de la densité de luminosité des galaxies de champ mesurée par le LCRS (Lin et al. 1996).

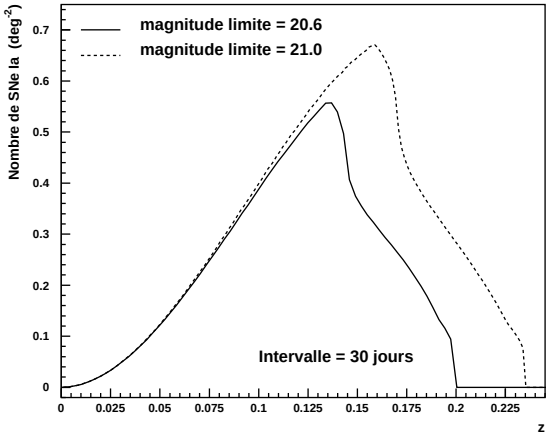


FIG. 8.34 : Distribution des supernovæ en décalage spectral pour deux valeurs de la magnitude limite, correspondant à des temps de pose de 300 secondes et 600 secondes pour EROS. Le seuil en décalage spectral augmente d'environ 20%, ce qui correspond au doublement du temps de pose. L'intervalle de temps entre la découverte et la référence est de 30 jours. La coupure en magnitude apparente de la galaxie hôte est 19.

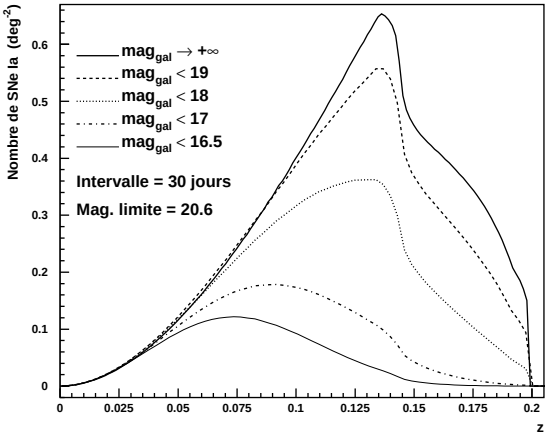


FIG. 8.35 : Évolution de la distribution des supernovæ en décalage spectral avec la magnitude limite de complétude des galaxies (coupure en magnitude apparente des galaxies hôtes). L'intervalle entre découverte et référence est de 30 jours ; la magnitude limite de 20.6.

la coupure sur la magnitude des galaxies hôtes (figure 8.34), la distribution en décalage spectral des supernovæ découvertes varie avec le temps de pose (et donc la magnitude limite de la recherche). Le décalage spectral limite augmente d'un facteur $2^{1/4}$ (soit environ + 20 %) quand le temps de pose

est doublé (la magnitude limite, elle, augmente de 0.4 mag). Quant au nombre total de supernovæ (donné par l'intégrale des courbes de la figure 8.34), il augmente à peu près de 50% (figure 8.37). Le comportement de cette distribution en fonction du décalage spectral et de la magnitude limite est illustré sur la figure 8.38. Ainsi pour $m_{\text{gal-lim}} \simeq 19$, la distribution s'écarte peu de la forme qu'elle aurait si aucune limite n'était imposée sur les magnitudes des galaxies hôtes (cas $m_{\text{gal-lim}} \to +\infty$ — voir figure 8.35).

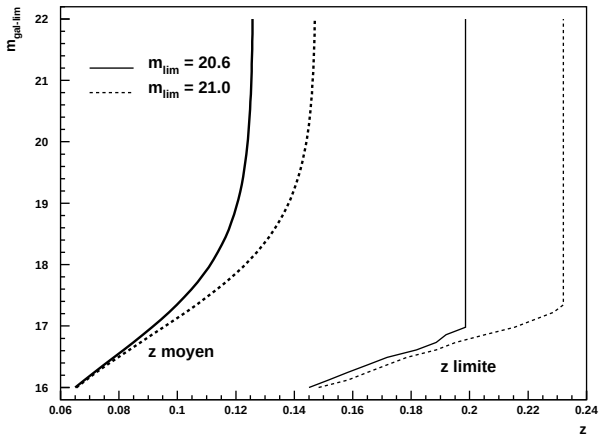
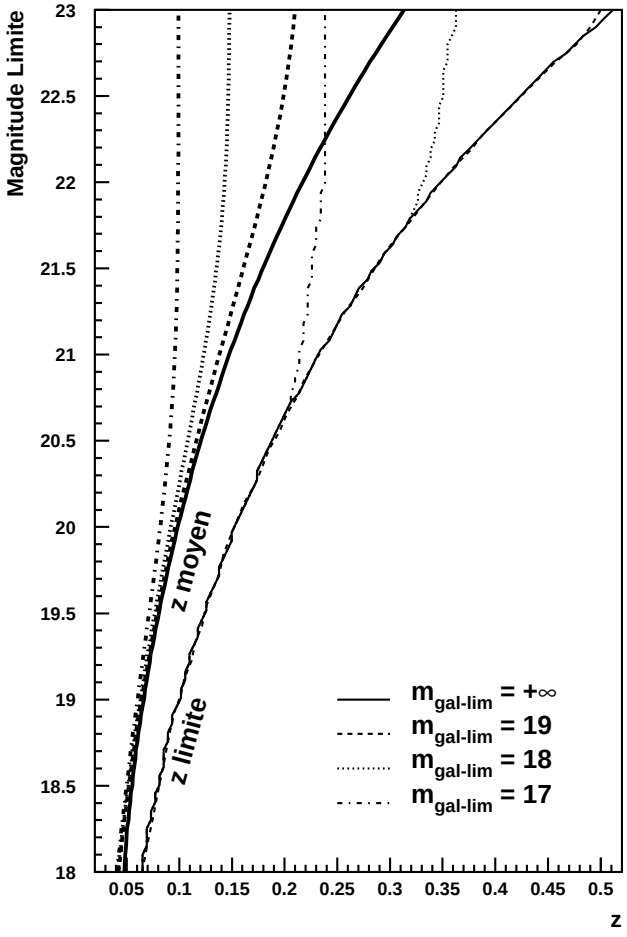


FIG. 8.36 : Évolution de la distribution des supernovæ en décalage spectral avec la coupure sur la magnitude de la galaxie hôte ($m_{\text{gal-lim}}$). Les courbes les plus à gauches représentent la moyenne de la distribution, à droite la limite supérieure. Les deux séries de courbes correspondent à deux magnitudes limites (m_{lim}) de 20.6 et 21, correspondant à des temps de pose de respectivement 300 secondes et 600 secondes. L'intervalle de temps entre la découverte et la référence est de 30 jours.

En ce qui concerne le comportement de la distribution des supernovæ avec la coupure sur la magnitude apparente des galaxies, il est illustré sur la figure 8.35 d'une part et sur la figure 8.36 d'autre part. Sur cette dernière la forme « saturée » du décalage spectral limite en fonction de la coupure provient du fait que, en-deçà de la cassure, la distribution en z est limitée par la fonction de luminosité des galaxies ($m_{\text{gal-lim}} \sim 17$ pour $m_{\text{lim}} = 20.6$), tandis qu'au-delà, c'est le temps de contrôle qui dicte la limite en z. Toujours est-il qu'à partir de $m_{\text{gal-lim}} \gtrsim 19$ on constate que cette coupure n'a plus beaucoup d'influence sur la distribution en z.

En revanche, la figure 8.39 montre que le nombre de supernovæ de type Ia obtenu est très dépendant de cette coupure sur la magnitude apparente des galaxies hôtes. Ce n'est que pour $m_{\text{gal-lim}} \gtrsim 20$ que cette dépendance décroît fortement : on atteint la limite de complétude, le nombre de galaxies ne varie plus beaucoup dans l'intervalle de décalage spectral qui nous intéresse (figure 8.33).

Or cette coupure a été fixée à $\widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -3.5$ (soit $R \sim 19.0$) pour la recherche de 1999 (temps de pose de 300 secondes, magnitude limite $V \sim 20.6$) et $\widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -3.1$ (soit $R \sim 19.4$) pour celle de 2000 (temps de pose de 600 secondes, magnitude limite $V \sim 21$).



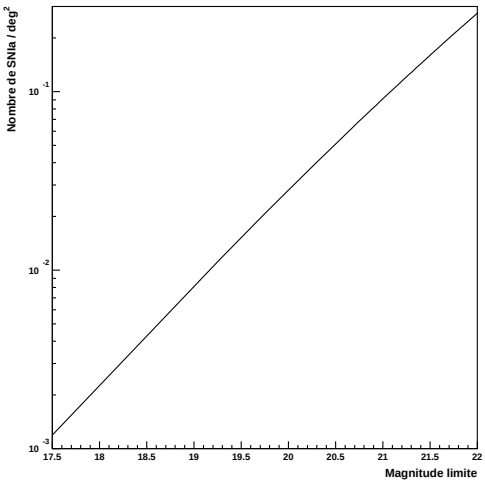


FIG. 8.37 : Intégrale de la distribution en décalage spectral des supernovæ en fonction de la magnitude limite. L'intervalle entre découverte et référence est de 30 jours.

FIG. 8.38 : Évolution de la distribution en décalage spectral des supernovæ (par le biais de sa moyenne — courbe la plus à gauche — et de sa limite supérieure — courbe la plus à droite). Et ce pour différentes valeurs de la coupure sur la magnitude apparente des galaxies hôtes. Le cas noté $m_{\text{gal-lim}} \rightarrow +\infty$ correspond à ρ_L =0.014 $h^3 \cdot 10^{10} \cdot L_\odot \cdot Mpc^{-3}$. L'intervalle de temps entre la découverte et la référence est de 30 jours.

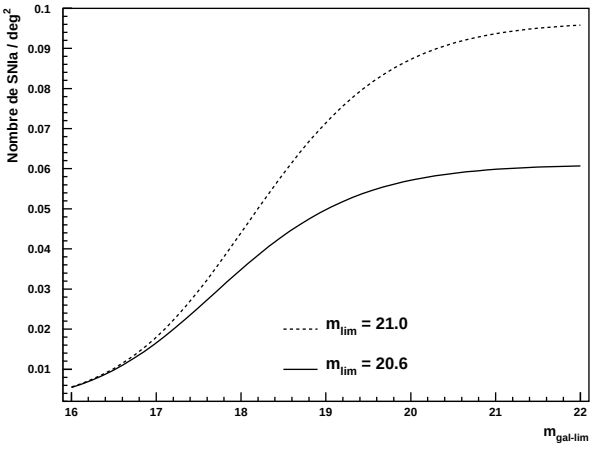


FIG. 8.39 : Nombre de SNe Ia détecté en fonction de la magnitude limite sur les galaxies hôtes. On constate que à partir d'une coupure sur la magnitude apparente des galaxies de 20, le nombre de SNe obtenu ne varie plus significativement. En revanche, en-deçà, la variation reste importante.

8.6 Les distributions « observées »

Nous comparons ici les distributions observées et obtenues par simulation Monte-Carlo pour un certain nombre d'observables, le décalage spectral, la magnitude des supernovæ à leur découverte, leur distance à la galaxie hôte et la magnitude de leur galaxie hôte.

La comparaison entre les deux distributions est effectuée à l'aide de leurs histogrammes cumulés, sur lesquels un test statistique d'adéquation de Kolmogorov-Smirnov[7] est réalisé. Pour chaque observable, la probabilité d'adéquation entre la distribution observée et la distribution issue de la simulation Monte-Carlo est indiquée sur l'histogramme cumulé. En régle générale l'adéquation avec les données est plutôt bonne pour 1999 ; en 2000 la statistique plus faible est probablement à l'origine des écarts constatés.

8.6.1 La distribution en décalage spectral

Nous comparons ici la distribution en décalage spectral telle qu'elle est obtenue par la simulation Monte-Carlo, avec la distribution des supernovæ réellement observées. Les caractéristiques de ces dernières figurent dans le tableau 7.4. Les distributions observées figurent sur 8.41 et 8.44, pour 1999 et 2000 respectivement, tandis que les distributions simulées sont représentées sur 8.42 et 8.45.

Les figures 8.43 et 8.46 montrent les distributions cumulées des évènements observés et simulés.

8.6.2 La distribution en magnitude à la découverte

La distribution de la magnitude des supernovæ à l'instant de la découverte est représentée sur les figures 8.49 à 8.51.

8.6.3 La distribution en distance à la galaxie hôte

Les supernovæ simulées sont « collées » sur leur galaxie hôte selon la brillance de surface (§8.3.1), dans un disque de rayon maximal 20 pixels. La distribution des supernovæ simulées puis retrouvées est donnée sur les figures 8.54 et 8.57, à comparer avec les distributions observées sur les figures 8.53 et 8.56 : les deux distributions sont piquées au centre des galaxies, ce qui valide l'hypothèse selon laquelle les supernovæ sont distribuées selon la brillance de surface de leur galaxie hôte ; hypothèse selon laquelle nous avons distribué nos supernovæ simulées.

8.6.4 La distribution en magnitude de la galaxie hôte

L'échantillon des galaxies hôtes « potentiels » de supernovæ est particulièrement délicat à obtenir. Les coupures retenues, sont présentées par (8.13) et (8.14). Deux supernovæ de la campagne de

[7] Le test de Kolmogorov-Smirnov permet de juger de l'adéquation entre une distribution empirique et une distribution théorique. Soient F_n la fonction de répartition (distribution « cumulée ») de la distribution empirique de taille n et F la fonction de répartition de la distribution théorique. On construit la mesure $D_n = \sup_x |F_n(x) - F(x)|$ comme étant la distance maximale entre les deux fonctions de répartition ; pour ce faire, il n'est pas nécessaire de chercher le maximum sur tous les x, il suffit de le chercher aux valeurs de l'échantillon. Kolmogorov a montré que la variable aléatoire $z = \sqrt{n}D_n$ suivait une loi indépendante de F quand $n \to +\infty$:

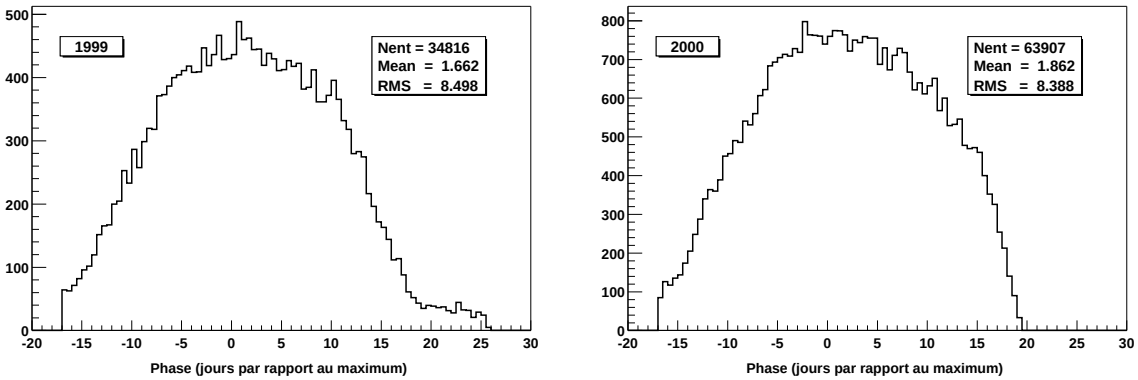
$$\lim_{n\to+\infty} \Pr\left\{\sqrt{n}D_n \leq z\right\} = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} (-1)^k e^{-2k^2z^2}$$

Ainsi la probabilité d'obtenir un écart plus important que $z = \sqrt{n}D_n$ tend vers $1 - \sum_{k=-\infty}^{+\infty}(-1)^k e^{-2k^2z^2}$; si cette probabilité est très petite, l'hypothèse que F représente la distribution empirique doit être rejetée comme non vraisemblable.

1999 ne passent pas cette coupure (figure 8.59). La comparaison des histogrammes cumulés pour la simulation et les observations présentés sur les figures 8.61 et 8.64 montrent une relativement bonne adéquation, et justifie ainsi *a posteriori* la coupure utilisée.

8.6.5 La distribution de la phase à la découverte

Sans la courbe de lumière complète, il n'est pas aisé de quantifier précisément la phase d'une supernova ; son spectre permet seulement d'en avoir une estimation (voir le tableau 7.3, page 111) : on constate que la majorités des supernovæ sont découvertes autour de leur maximum de lumière. Les figures 8.40 donnent la distribution simulée de ce paramètre. Elle est piquée sur le maximum de lumière, comme on s'y attend compte tenu de l'intervalle de temps entre les images de recherche et les images de découverte.



(a) Pour la campagne de 1999.

(b) Pour la campagne de 2000.

Fig. 8.40 : Distribution simulée de la phase à la découverte. Notons que dans les deux cas, 20 % des évènements ont une phase supérieure à +10 jours, évènements concernés par l'écart maximal avec la calibration photométrique (voir annexe E).

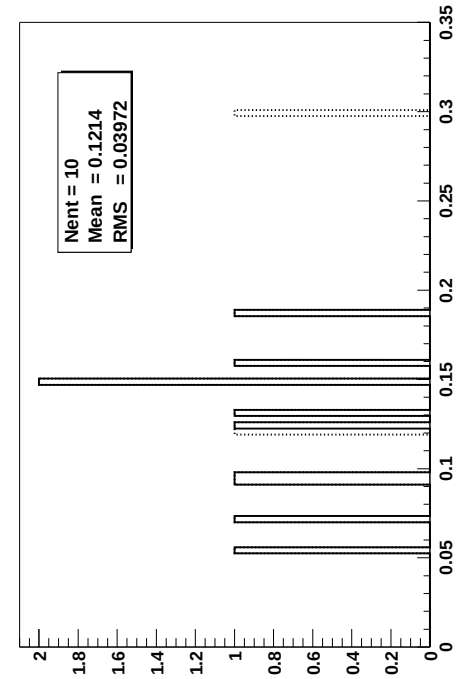


FIG. 8.41 : Distribution en décalage spectral observée pour 1999. Les supernovæ en pointillés sont exclues par la coupure sur le flux de la galaxie hôte.

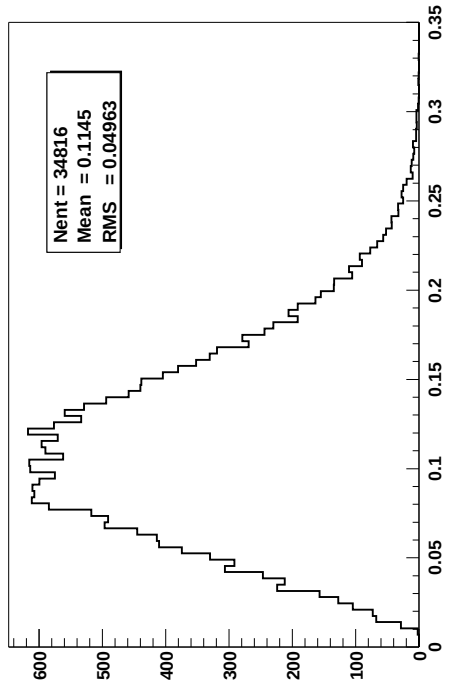


FIG. 8.42 : Distribution en décalage spectral simulée pour 1999.

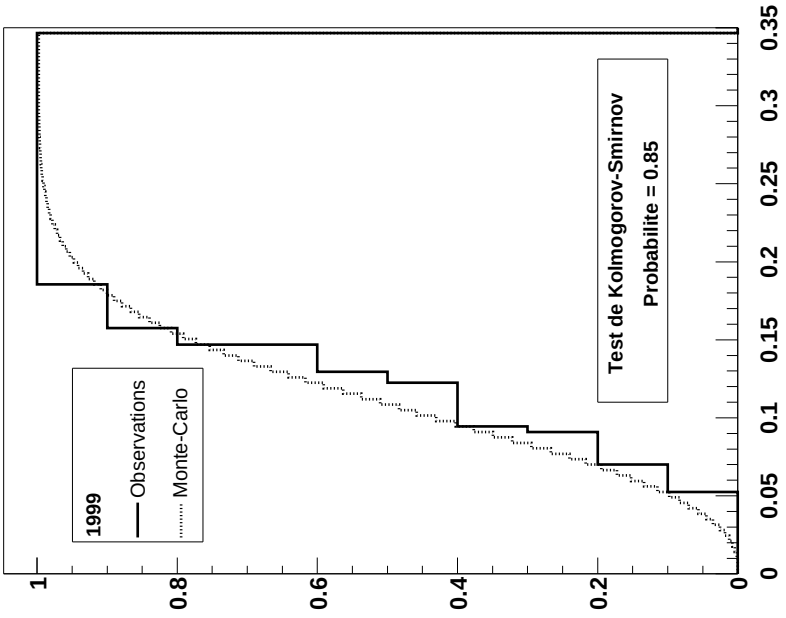


FIG. 8.43 : Distributions en décalage spectral (observée et simulée) cumulées pour 1999.

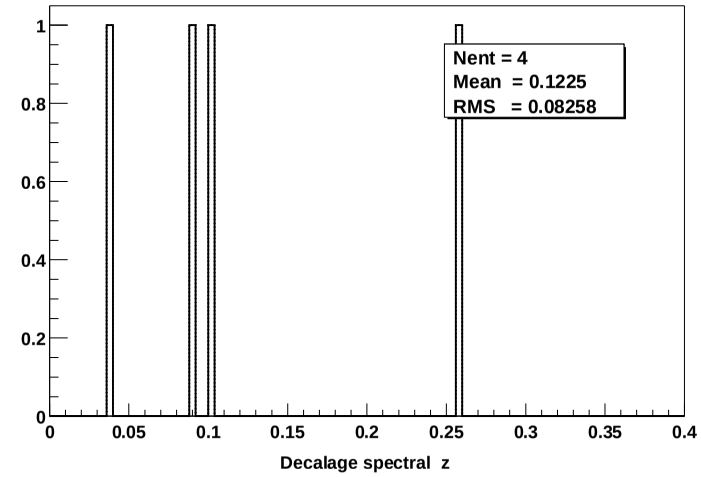


FIG. 8.44 : Distribution en décalage spectral observée pour 2000.

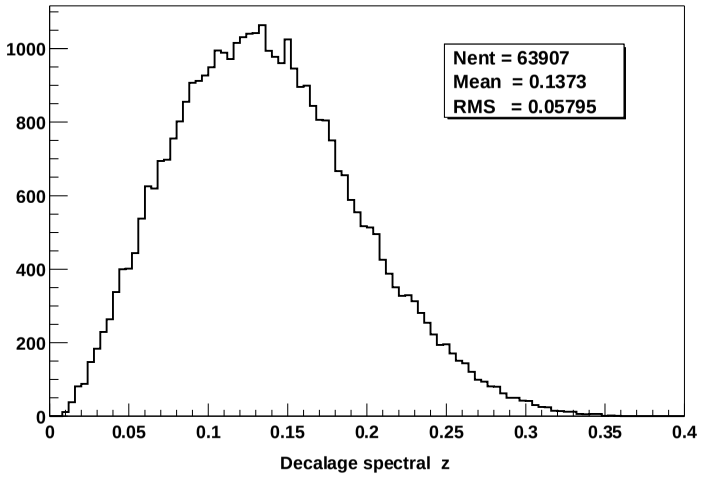


FIG. 8.45 : Distribution en décalage spectral simulée pour 2000.

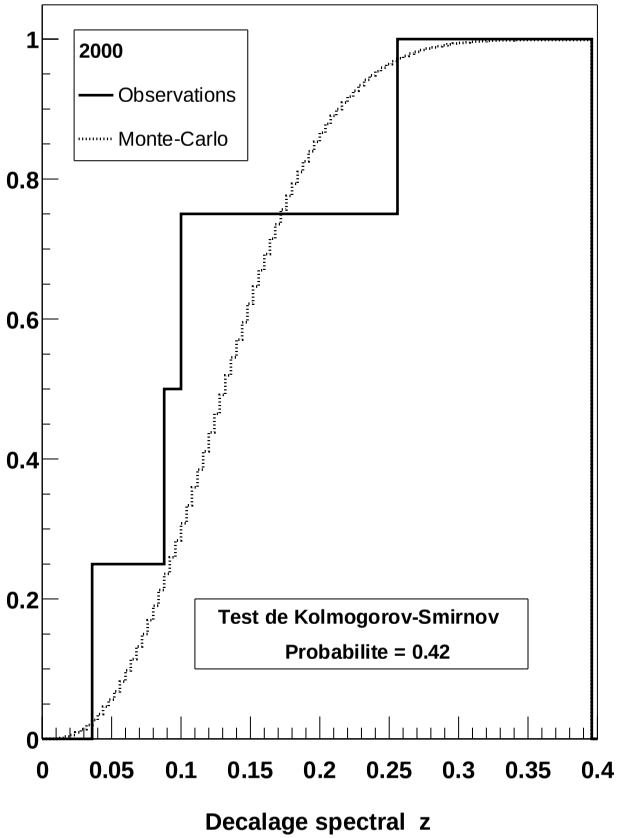


FIG. 8.46 : Distributions en décalage spectral (observée et simulée) cumulées pour 2000.

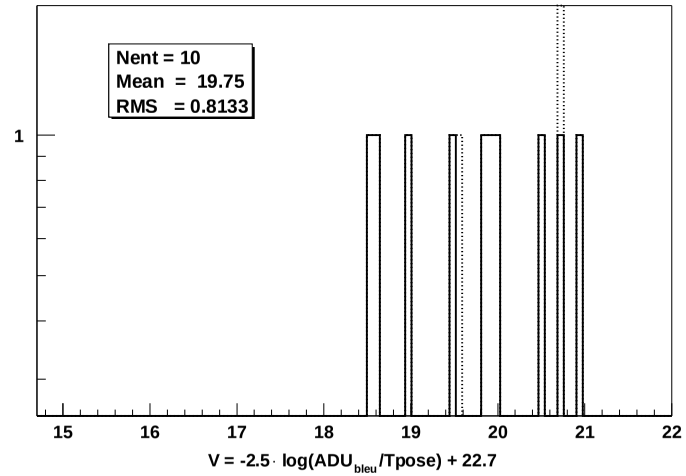


FIG. 8.47 : Distribution en magnitude à la découverte observée pour 1999. Les supernovæ apparaissant en pointillés sont exclues par la coupure sur le flux de la galaxie hôte.

FIG. 8.48 : Distribution simulée de la magnitude à la découverte pour 1999.

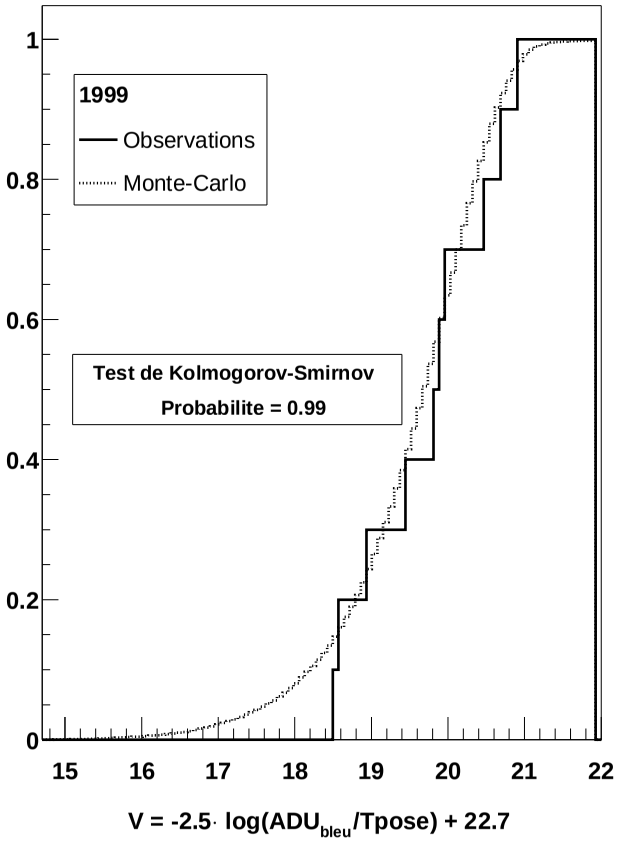


FIG. 8.49 : Distributions de la magnitude à la découverte (observée et simulée) cumulées pour 1999.

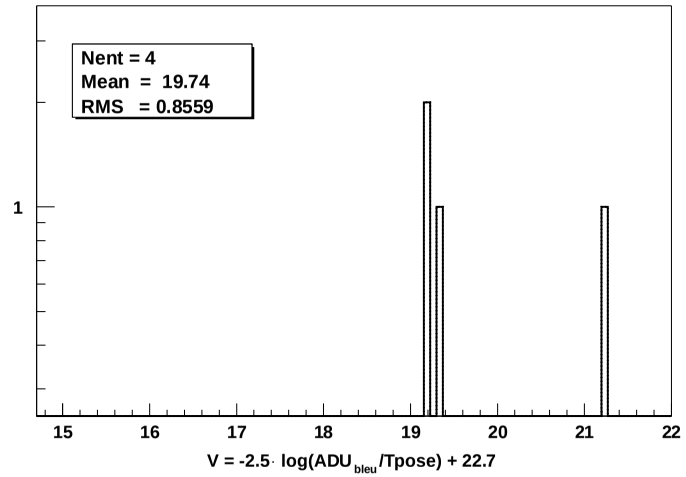


FIG. 8.50 : Distribution observée de la magnitude à la découverte pour 2000.

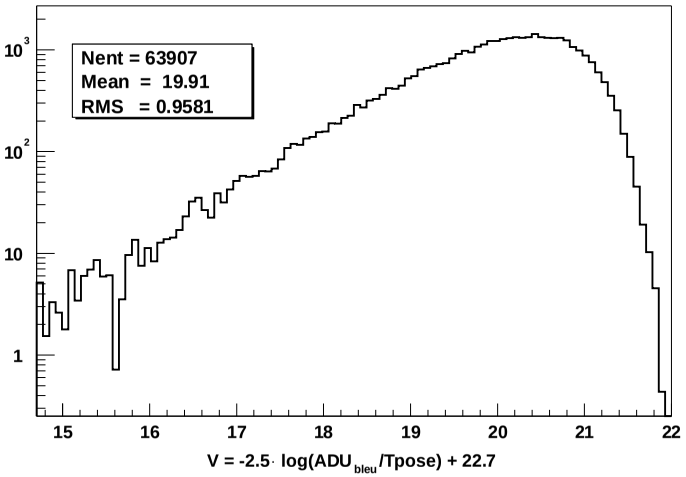


FIG. 8.51 : Distribution simulée de la magnitude à la découverte pour 2000.

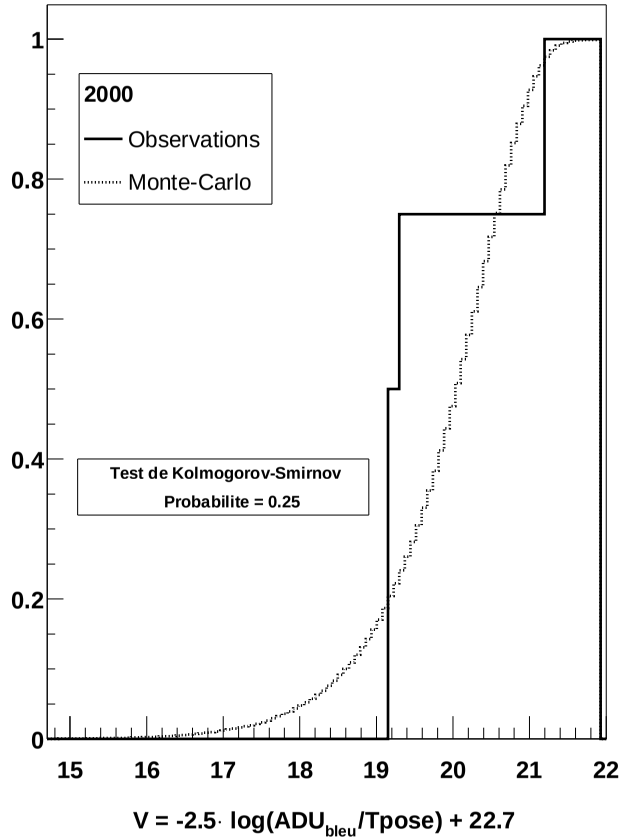


FIG. 8.52 : Distributions de la magnitude à la découverte (observée et simulée) cumulées pour 2000.

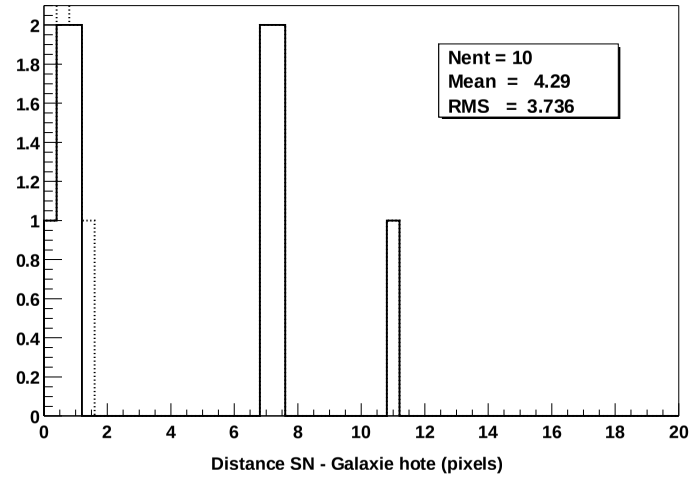


FIG. 8.53 : Distribution observée de la distance à l'hôte pour 1999. Les supernovæ apparaissant en pointillés sont exclues par la coupure sur le flux de la galaxie hôte.

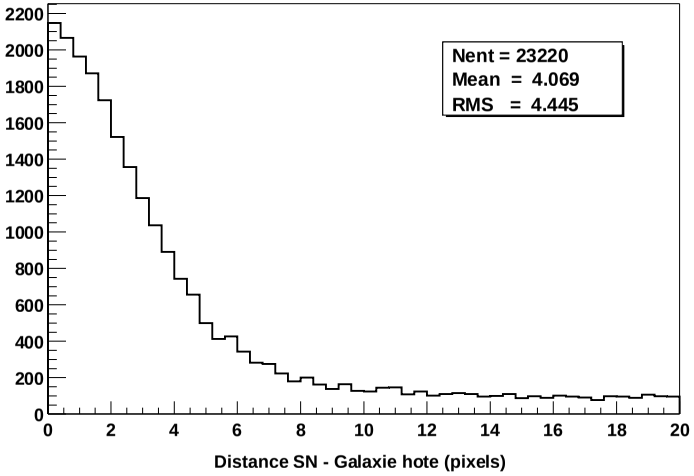


FIG. 8.54 : Distribution simulée de la distance à l'hôte pour 1999.

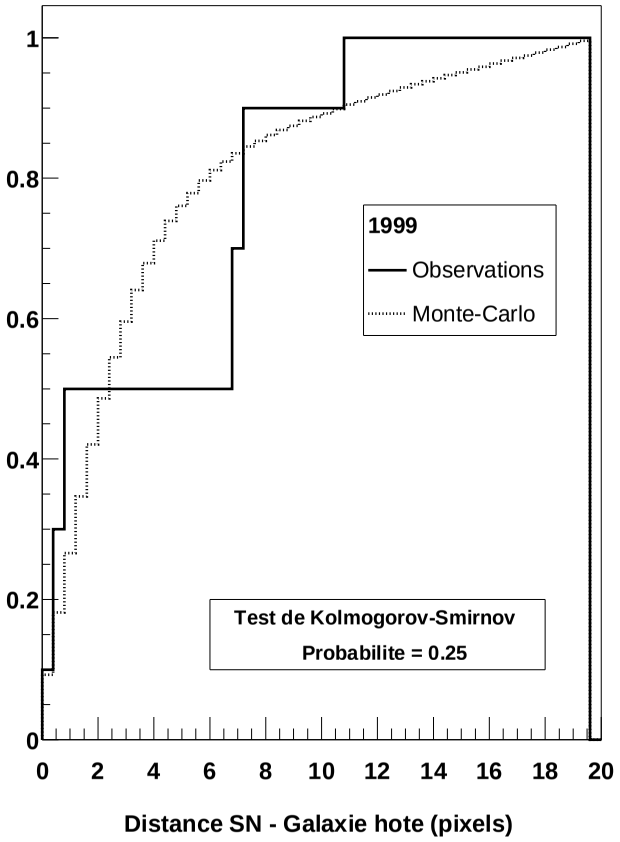


FIG. 8.55 : Distributions de la distance à l'hôte (observée et simulée) cumulées pour 1999.

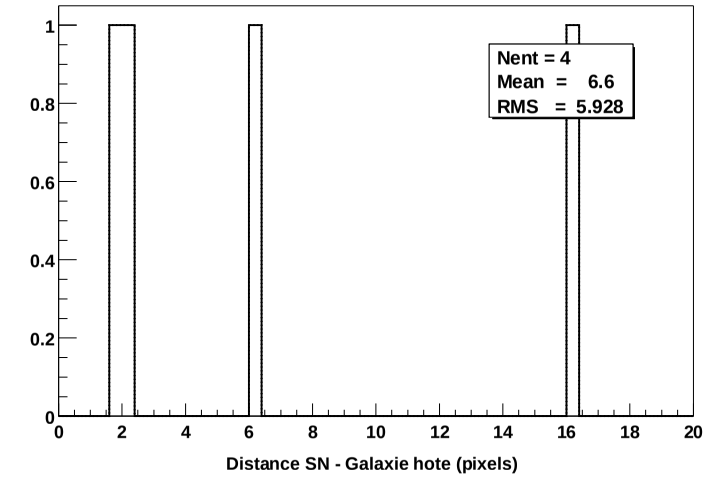


FIG. 8.56 : Distribution observée de la distance à l'hôte pour 2000. La supernova apparaissant en pointillé est exclue par la coupure sur le flux de la galaxie hôte.

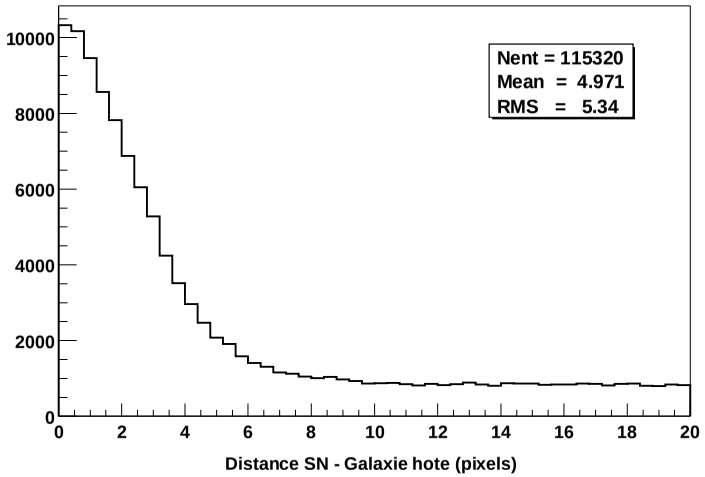


FIG. 8.57 : Distribution simulée de la distance à l'hôte pour 2000.

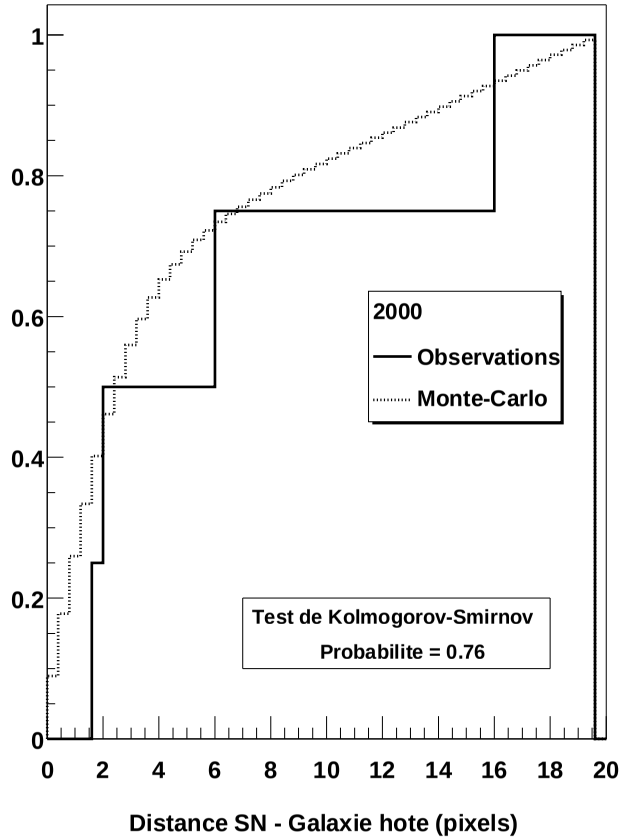


FIG. 8.58 : Distributions de la distance à l'hôte (observée et simulée) cumulées pour 2000.

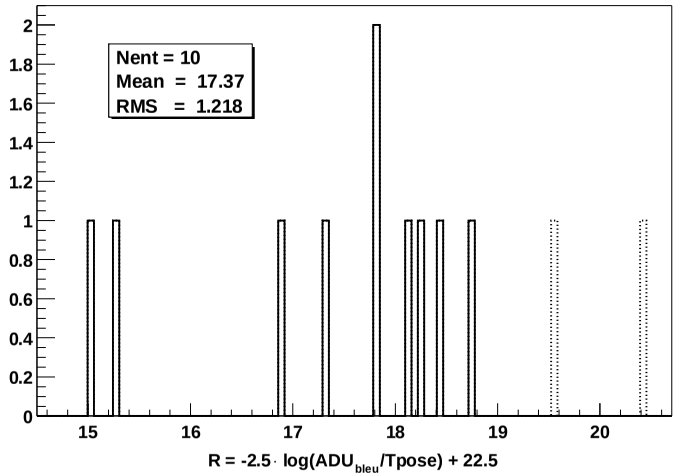


FIG. 8.59 : Distribution observée de la magnitude de l'hôte pour 1999. Les deux supernovæ apparaissant en pointillés sont exclues par la coupure sur le flux de la galaxie hôte.

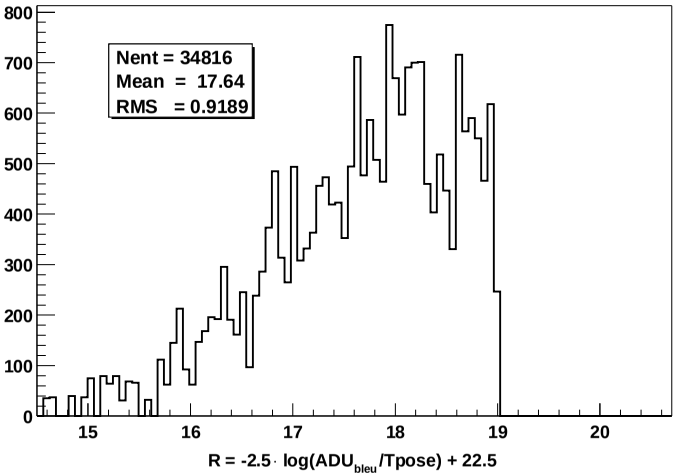


FIG. 8.60 : Distribution simulée de la magnitude de l'hôte pour 1999.

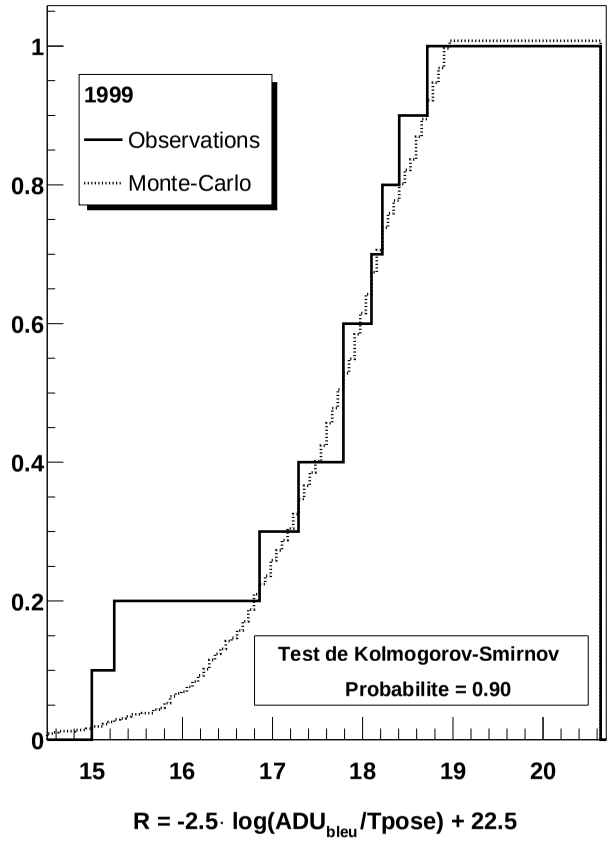


FIG. 8.61 : Distributions de la magnitude de l'hôte (observée et simulée) cumulées pour 1999.

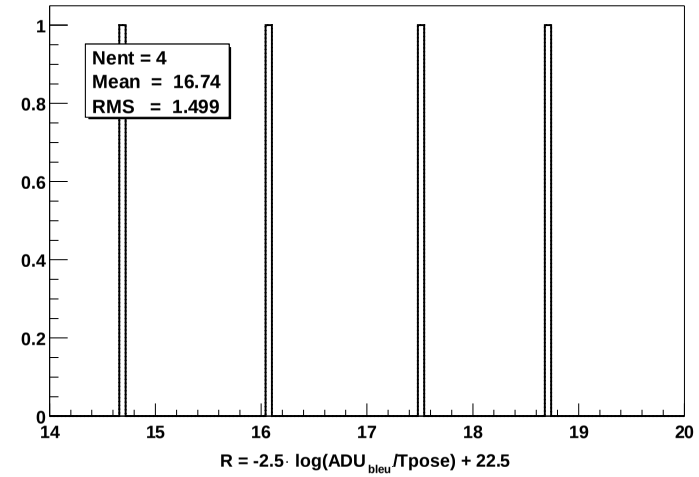


FIG. 8.62 : Distribution observée de la magnitude de l'hôte pour 2000. Les supernovæ apparaissant en pointillés sont exclues par la coupure sur le flux de la galaxie hôte.

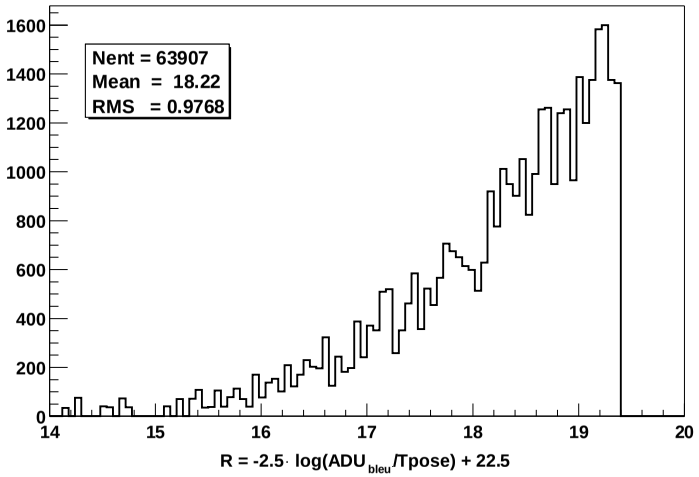


FIG. 8.63 : Distribution simulée de la magnitude de l'hôte pour 2000.

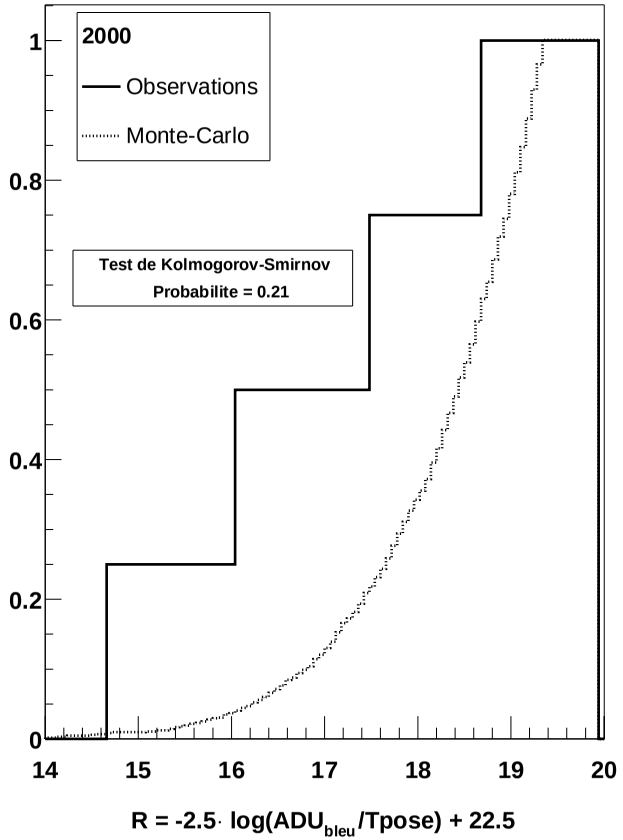


FIG. 8.64 : Distributions de la magnitude de l'hôte (observée et simulée) cumulées pour 2000.

8.7 Le taux de supernova de type Ia

8.7.1 Le nombre de supernovæ observées

Pour la recherche de 1999, douze supernovæ de type Ia ont été détectées. Mais ce nombre fluctue au gré des coupures sur la magnitude de la galaxie hôte.

Pour ce qui est de la recherche de 2000, quatre SNe Ia ont été trouvées.

8.7.2 La surface effective du sondage

En 1999, la recherche avait couvert 428 deg^2 (428 champs), contre seulement 170 deg^2 (170 champs) en 2000.

8.7.3 Résultat

La mesure du taux que l'on obtient à partir de l'équation (8.6) est en SNu$_R$; la luminosité des galaxies est déterminée dans la bande R.

Dans la bande R

Après calcul de l'intégrale $\mathcal{I}$, dénominateur de l'équation (8.6), l'expression donnant le taux se réduit à :

$$\mathcal{R}_{\rm Ia}^R = 3.6525 \cdot \frac{\mathcal{N}_{\rm SN}}{\mathcal{I}} \cdot \frac{\mathcal{S}}{\mathcal{S}_{\rm tot}}\ h^2\ {\rm SNu}_R \tag{8.42}$$

où $\mathcal{R}_{\rm Ia}^R$ est le taux d'explosion dans le référentiel comobile et dans la bande R (exprimé en en SNu$_R$) ; $\mathcal{S}_{\rm tot}$ le nombre total d'images (1/8 de champ) de la recherche, $\mathcal{S}$ le nombre d'images qui ont servi à calculer l'intégrale $\mathcal{I}$ (donnée en $10^{14}\ h^{-2}\ L_\odot^R \cdot$ jours).

Les valeurs de ces différents termes sont données dans le tableau 8.2, pour différentes combinaisons des paramètres susceptibles d'affecter la valeur du taux. La valeur « nominale » du taux estobtenue en combinant les résultats des recherches de 1999 (ligne « 99-1 » du tableau 8.2) et 2000 (ligne « 00-1 ») de la façon suivante :

$$\mathcal{R}_{\rm Ia_{99+00}}^R = 3.6525 \cdot \frac{\mathcal{N}_{\rm SN}^{99} + \mathcal{N}_{\rm SN}^{00}}{\mathcal{I}^{99} \cdot \frac{\mathcal{S}_{\rm tot}^{99}}{\mathcal{S}^{99}} + \mathcal{I}^{00} \cdot \frac{\mathcal{S}_{\rm tot}^{00}}{\mathcal{S}^{00}}}$$

On obtient ainsi (ligne « TOT-1 ») :

$$\mathcal{R}_{\rm Ia}^R = 0.220^{+0.085}_{-0.051}\ h^{-2}\ {\rm SNu}_R \tag{8.43}$$

où les erreurs sont statistiques uniquement.

Cette valeur du taux intervient pour un décalage spectral moyen de 0.126, obtenu comme la moyenne des moyennes des distributions simulées du décalage spectral, pour 1999 (figure 8.42) et pour 2000 (figure 8.45). La somme quadratique des largeurs de ces deux distributions est 0.077.

	$\mathcal{S}_{\rm tot}/8$	$\mathcal{S}$	$N_{\rm gal}$	$\mathcal{I}$	$\mathcal{N}_{\rm SN}$[a]	$\mathcal{R}^R_{\rm Ia}$	$< z >_{\rm MC}$[b]	$m_{\text{gal-lim}}$	CL	PZ	$(\Omega_{M_o}, \Omega_{\Lambda_o})$
99-1	428	32	36.3	1.356	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.252^{+0.122}_{-0.068}$	0.115 ± 0.050	-3.5	HR	22.7	(0.3, 0.7)
99-2	428	32	11.8	0.723	$6^{+4.15}_{-1.9}$	$0.283^{+0.196}_{-0.090}$	0.092 ± 0.040	-4.5	HR	22.7	(0.3, 0.7)
99-3	428	32	94.9	1.913	$11^{+5.00}_{-2.85}$	$0.196^{+0.089}_{-0.051}$	0.134 ± 0.056	-2.6	HR	22.7	(0.3, 0.7)
99-4	428	32	58.6	0.552	$1^{+3.0}_{-0.35}$	$0.062^{+0.186}_{-0.022}$	0.159 ± 0.056	$>$ -3.5 et $<$ -2.6	HR	22.7	(0.3, 0.7)
99-5	428	32	36.3	1.670	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.204^{+0.099}_{-0.055}$	0.119 ± 0.052	-3.5	sf	22.7	(0.3, 0.7)
99-6	428	32	36.3	1.936	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.176^{+0.086}_{-0.048}$	0.124 ± 0.054	-3.5	sf $(m - 0.2)$	22.7	(0.3, 0.7)
99-7	428	32	36.3	1.420	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.240^{+0.117}_{-0.065}$	0.112 ± 0.049	-3.5	sf $(m + 0.2)$	22.7	(0.3, 0.7)
99-8	428	32	36.3	1.458	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.234^{+0.114}_{-0.063}$	0.115 ± 0.049	-3.5	sf $(\bar{s} - 10\ \%)$	22.7	(0.3, 0.7)
99-9	428	32	36.3	1.898	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.180^{+0.087}_{-0.049}$	0.122 ± 0.054	-3.5	sf $(\bar{s} + 10\ \%)$	22.7	(0.3, 0.7)
99-10	428	32	36.3	1.151	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.297^{+0.144}_{-0.080}$	0.109 ± 0.047	-3.5	HR	22.5	(0.3, 0.7)
99-11	428	32	36.3	1.600	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.214^{+0.104}_{-0.058}$	0.120 ± 0.052	-3.5	HR	22.9	(0.3, 0.7)
99-12	428	32	36.3	1.369	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.249^{+0.121}_{-0.067}$	0.121 ± 0.055	-3.5	HR	22.7	(1.0, 0.0)
99-13	428	32	36.3	1.435	$10^{+4.85}_{-2.7}$	$0.238^{+0.115}_{-0.064}$	0.116 ± 0.050	-3.5	HR16	22.7	(0.3, 0.7)
00-1	170	32	75.0	2.047	$4^{+3.75}_{-1.6}$	$0.168^{+0.157}_{-0.067}$	0.137 ± 0.058	-3.1	HR	22.7	(0.3, 0.7)
TOT-1[c]	**598**	-	-	-	$\mathbf{14^{+5.4}_{-3.25}}$	$\mathbf{0.220^{+0.085}_{-0.051}}$	$\mathbf{0.126 \pm 0.077}$	**-3.5 & -3.1**	**HR**	**22.7**	**(0.3, 0.7)**

[a] Les barres d'erreur statistiques sont calculées en supposant que le nombre de supernovæ observées suit la loi de Poisson, avec un niveau de confiance de 68.3 %.

[b] Les « barres d'erreur » sont données par l'écart-type de la distribution en décalage spectral.

[c] Le résultat TOT-1 combine les calculs de $\mathcal{I}$ (comme la somme des intégrales de 99-1 et 00-1) sur les deux campagnes de 1999 et 2000 : le nombre total de supernovæ à prendre en compte est alors de 14.

Tab. 8.2 : Récapitulatif des divers paramètres influant sur le taux. $\mathcal{S}_{\rm tot}$ est le nombre total d'images (1/8 de champ) de la recherche ; $\mathcal{S}$ est le nombre d'images qui ont servi à calculer l'intégrale $\mathcal{I}$ (donnée en $10^{14}\ h^{-2}\ L^R_\odot$·jours) ; $N_{\rm gal}$ est le nombre de galaxies en moyenne par image ; $\mathcal{R}^R_{\rm Ia}$ est le taux de SNe Ia résultant dans la bande R (en SNu_R) ; $< z >_{\rm MC}$ est le décalage spectral moyen obtenu à partir de la distribution Monte-Carlo ; $m_{\text{gal-lim}}$ est la coupure en magnitude effectuée sur les galaxies (donnée en $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros}$) ; la colonne « CL » indique quel type de représentation de la fonction de luminosité des supernovæ a été utilisée (« HR » pour le sous-ensemble de Hamuy et al. 1996a et Riess et al. 1999, avec « HR16 » le même ensemble auquel on a enlevé SN 1996ai, et « sf » pour la distribution en facteur d'étirement : $(m + 0.2)$ signifie que l'on a augmenté de 0.2 mag la magnitude au maximum du patron, tandis que $(m - 0.2)$ signifie qu'elle a été diminuée de 0.2 mag) ; $(\bar{s} + 10\ \%)$ signifie que l'on a décalé de +10 % la moyenne sur le facteur de forme de la courbe de lumière s ; et inversement pour $(\bar{s} - 10\ \%)$; l'avant-dernière colonne, « PZ », donne le point zéro utilisé dans la calibration des supernovæ ; la dernière colonne donne le modèle cosmologique.

8.7.4 Étude des systématiques

L'effet de la calibration

Si on change le point zéro (pz) de ± 0.2 mag, le taux varie de façon symétrique et opposée, de ∓ 18 % (lignes « 99-10 » et « 99-11 » du tableau 8.2). Donc $\partial\mathcal{R}/\partial pz \simeq -1$. Si le point zéro est diminué, tandis que la magnitude de la supernova reste constante, il va falloir moins d'ADU pour y parvenir ; l'efficacité croissant avec le nombre d'ADU, celle-ci va décroître, entraînant l'intégrale $\mathcal{I}$. Résultat : le taux augmente. Et inversement. Remarquons également que la moyenne de la distribution en décalage spectral est translatée dans le même sens que la variation sur le point zéro, mais seulement de ± 5 %.

L'incertitude estimée sur la calibration est de 10 %, ce qui conduit donc à une incertitude sur le taux de 9 %.

Effet de la coupure sur la magnitude apparente des galaxies

Rappelons que la coupure « conservatrice » qui nous permet de sélectionner les galaxies sur nos images est la suivante :

$$\text{pour 1999} \begin{cases} \text{CSTAR} < 0.55 \\ \widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -3.5 \quad (V \lesssim 19.2) \end{cases} \tag{8.44}$$

$$\text{pour 2000} \begin{cases} \text{CSTAR} < 0.55 \\ \widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -3.1 \quad (V \lesssim 19.6) \end{cases} \tag{8.45}$$

Si on abaisse cette coupure à $\widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -4.5$ ($V \lesssim 18.2$) en 1999, la variation correspondante du taux obtenu est de +20 % (ligne « 99-2 » du tableau 8.2). Cette coupure permet de se rapprocher de la limite de complétude du LCRS : on est ainsi sûr de ne sélectionner que des galaxies. La moyenne de la distribution en décalage spectral se trouve décalée vers les petits z de 25 % : on a moins de galaxies faibles, ce qui a pour effet de décaler vers le bas la distribution en décalage spectral. En revanche, augmenter cette coupure à $\widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -2.6$ ($V \lesssim 20.1$) en 1999, a pour effet de diminuer le taux de -29 % (ligne « 99-3 » du tableau 8.2). Mais dans ce cas, nous ne maîtrisons pas la contamination en étoiles de l'échantillon des galaxies. On observe l'effet inverse sur la distribution en décalage spectral : sa moyenne se trouve décalée vers les grands z de 16 %. En ne sélectionnant que les galaxies telles que $-3.5 < \widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}} < -2.6$ ($19.2 \lesssim V \lesssim 20.1$), le taux obtenu (ligne « 99-4 ») reste compatible avec la valeur nominale (ligne « 99-1 »).

On estime la précision sur cette coupure de 0.2 magnitude, ce qui se traduit par $^{-6\%}_{+5\%}$ sur le taux.

Effet de la fonction de luminosité des supernovæ

Nous utilisons la représentation gaussienne (voir §8.4.2 et figure 8.18(b)) de la fonction de luminosité des SNe Ia pour appréhender l'influence de divers paramètres sur le taux.

Si on augmente artificiellement la luminosité moyenne des supernovæ de 20 % (- 0.2 mag), le taux diminue de 16 % (ligne « 99-6 » du tableau 8.2). En effet, augmenter la luminosité des supernovæ revient à diminuer leur magnitude, donc augmenter le nombre d'ADU : l'efficacité augmente, ce qui fait baisser le taux. Inversement, si on la baisse de 20 % (+0.2 mag), le taux correspondant est augmenté de 18 % (ligne « 99-7 »). De plus, dans le cas où la distribution en facteur de forme de la courbe de lumière s n'est pas centrée sur $s = 1$ mais décalée de +10 % ($s = 1.1$), le taux s'en trouve diminué (la luminosité au maximum augmente) de 13 % (ligne « 99-9 »). Inversement, pour $s = 0.9$, le taux est augmenté (la luminosité au maximum diminue) de 15 %. En revanche, la largeur

de la distribution (en facteur d'étirement ou en magnitude absolue) n'a quasiment pas d'influence sur le taux : si au lieu de 0.32, on prend $\sigma_s = 0.42$ ou 0.22 pour l'écart-type de la distribution en facteur d'étirement (soit un écart-type de $\sigma_{\mathrm{M_{max}}} = 0.73$ ou 0.38, d'après (8.24), sur la distribution en magnitude absolue), la variation correspondante du taux est inférieure à 1 %.

On peut résumer ce qui précède en paramètrisant le taux selon :

$$\mathcal{R}_{\mathrm{Ia}} = \mathcal{R}^o_{\mathrm{Ia}} \left(\frac{\mathcal{L}_{B\mathrm{max}}}{\mathcal{L}^o_{B\mathrm{max}}} \right)^{\alpha} \left(\frac{s}{s_o} \right)^{\beta}$$

où $\mathcal{L}^o_{B\mathrm{max}}$ et s_o sont respectivement la luminosité moyenne et le paramètre d'étirement moyen pour lesquels est déterminé le taux $\mathcal{R}^o_{\mathrm{Ia}}$.

On obtient α et β à partir de ce qui précède :

$$\alpha = \left. \frac{\ln(\mathcal{R}_{\mathrm{Ia}}/\mathcal{R}^o_{\mathrm{Ia}})}{\ln(<\mathcal{L}^B_{\mathrm{max}}>/\mathcal{L}^o_{B\mathrm{max}})} \right|_{<s>=1} = \begin{cases} -0.82 & \text{pour } \mathcal{L}^o_{B\mathrm{max}} - 20\ \% \\ -0.89 & \text{pour } \mathcal{L}^o_{B\mathrm{max}} + 20\ \% \end{cases}$$

soit $\alpha \simeq -0.85$. Et :

$$\beta = \left. \frac{\ln(\mathcal{R}_{\mathrm{Ia}}/\mathcal{R}^o_{\mathrm{Ia}})}{\ln(<s>/1.0)} \right|_{<\mathcal{L}_{B\mathrm{max}}>=\mathcal{L}^o_{B\mathrm{max}}} = \begin{cases} -1.32 & \text{pour } s = 1.1 \\ -1.28 & \text{pour } s = 0.9 \end{cases}$$

soit $\beta \simeq -1.3$.

Ainsi :

$$\mathcal{R}_{\mathrm{Ia}} = 0.22 \cdot \left(\frac{\mathcal{L}_{B\mathrm{max}}}{2.07 \cdot 10^9\ h^2\ \mathrm{L}^V_\odot} \right)^{-0.85} \left(\frac{s}{0.97} \right)^{-1.3} \tag{8.46}$$

car la magnitude absolue moyenne est donnée par la figure 8.18(b) ($< M_{V\mathrm{max}} >= -17.75 + 5 \log h$), et le facteur s moyen est donné par la figure 8.18(a) et la relation (8.27) ($< s >= -0.45 \cdot (1.156 - 1.1) + 1 = 0.97$).

On observe un écart de + 24 % entre le taux déterminé avec une fonction de luminosité paramétrée par s (ligne « 99-5» du tableau 8.2) et le taux obtenu avec le lot de courbes de lumière de Hamuy et Riess (ligne « 99-1»). Cet écart correspond à la différence entre les magnitudes absolues moyennes pour les deux distributions ($< M_{B\mathrm{max}} + 5 \log h >_{\mathrm{HR}} = -17.75$ et $< M_{B\mathrm{max}} + 5 \log h >_s = -18.05$ — voir figure 8.18(b)). L'écart sur la moyenne de la distribution en s n'étant pas significatif ($< s >_s = 1$ et $< s >_{\mathrm{HR}} = 0.975$), on a :

$$\frac{\mathcal{R}^s_{\mathrm{Ia}}}{\mathcal{R}^{\mathrm{HR}}_{\mathrm{Ia}}} = \left(\frac{<\mathcal{L}^s_{B\mathrm{max}}>}{<\mathcal{L}^{\mathrm{HR}}_{B\mathrm{max}}>} \right)^{-0.85} = 1.32^{-0.85} = 0.789$$

or $\mathcal{R}^s_{\mathrm{Ia}}/\mathcal{R}^{\mathrm{HR}}_{\mathrm{Ia}} = 0.810$.

L'erreur sur la moyenne de la distribution en facteur d'étirement est de 3 % (on déduit la distribution de s à partir de la distribution de Δm^B_{15} sur la figure 8.18(a)), ce qui conduit à une erreur sur le taux de 4 %. L'erreur sur la moyenne de la distribution en magnitude absolue est de 24 % (figure 8.18(b), en excluant la supernova la plus sous-lumineuse), soit une erreur sur le taux de 20 %.

Si on enlève la supernova SN 1996ai, qui du fait de sa faible luminosité tire la moyenne de la fonction de luminosité vers les faibles faibles valeurs (figure 8.18(b)), le taux diminue quelque peu (ligne « 99-13 »), et l'erreur sur la moyenne de la distribution en magnitude absolue diminue d'un facteur presque deux : on passe de 24 % à 14 %. L'erreur induite sur le taux n'est plus que de 12

%. La somme des erreurs systématiques (tableau 8.3) passe de ± 24 % à ± 18 %. Mais dans ce cas, le taux n'est valable que pour les supernovæ telles que $M_{V\max} + 5\log h < -15$.

Quoiqu'il en soit, la fonction de luminosité des supernovæ de type Ia devient de mieux en mieux connue, au fur et à mesure que les évènements s'accumulent. Sa connaissance devrait prendre une tournant important avec l'« usine à supernovæ proches » (voir §4.5.2).

Effet d'une mauvaise identification de supernova

Les spectres de l'ensemble des supernovæ trouvées sont présentés dans l'annexe G. Compte tenu de la difficulté à déterminer le type de l'objet, notamment pour ceux dont le spectre a un mauvais rapport signal sur bruit, il est possible qu'une supernova classifié comme Ia n'en soit pas une, et vice-versa.

Par exemple, il est possible que SN 2000bz, classée comme SN Ia, n'en soit pas une, au regard du spectre fortement bruité dont nous disposons (voir figure G.27). Il est possible également qu'un objet tel que SN 1999ah (figure G.3), dont la nature même de supernova est mise en doute, soit en fait une SN Ia : son spectre ne ressemble-t-il pas a celui de SN 1999af (figure G.2), qui, elle, est une SN Ia ?

L'effet sur le taux serait alors de $\pm 1/14 = \pm 7\%$.

Effet de la cosmologie

Tous les calculs sont effectués avec le modèle cosmologique ΛCDM. La ligne « 99-12 » du tableau 8.2 montre que si l'on choisit un Univers d'Einstein-de Sitter, le taux baisse d'environ 1 %.

Seules la distribution en décalage spectral ($p(z|m_{\rm gal})$) et la luminosité des galaxies dépendent explicitement du modèle cosmologique, à travers la distance de luminosité. Or, si pour un décalage spectral z donné, la distance de luminosité est plus grande pour un Univers ΛCDM que pour un Univers SCDM, en revanche la distribution en décalage spectral $p(z|m_{\rm gal})$ pour une magnitude $m_{\rm gal}$ donnée se trouve décalée vers les petits z (voir figure 8.15). Les deux effets se compensent presque exactement dans le domaine de décalage spectral qui nous intéresse, ce qui explique que le résultat sur le taux est à peu près identique pour les deux modèles cosmologiques.

Récapitulatif

Le tableau 8.3 résume ce qui précède.

Calibration	± 9 %
Échantillon de galaxies	$^{+5}_{-6}$ %
Fonction de luminosité des SNe :erreur sur σ_s	± 4 %
erreur sur $M_{B\max}$	± 20 %
Mauvaise identification	± 7 %
Total (somme quadratique)	± 24 %

Tab. 8.3 : Résumé des erreurs systématiques.

Finalement le taux de supernova de type Ia à $z = 0.126$ est, dans la bande R :

$$\boxed{\mathcal{R}_{\rm Ia}^{R} = 0.220^{+0.085+0.053}_{-0.051-0.053}\ h^{-2}\ {\rm SNu}_{R}} \tag{8.47}$$

les premières erreurs étant statistiques, les deuxièmes systématiques.

8.7.5 Comparaison avec d'autres mesures

Afin de pouvoir comparer notre résultat avec les autres mesures du taux de supernova publiées nous le convertissons d'une part en « vrais » SNu, et d'autre part en nombre d'explosions par Mpc^3 et par an.

Dans la bande B

On peut convertir le résultat précédent en « vrais » SNu dans la bande B. On a :

$$\frac{\mathcal{R}_{\rm Ia}^{B}}{\mathcal{R}_{\rm Ia}^{R}} = \frac{L_{\odot}^{B}}{L_{\rm gal^{B}}} \cdot \frac{L_{\rm gal^{R}}}{L_{\odot}^{R}}$$

or :

$$-2.5 \cdot \log\left(\frac{L_{\rm gal}^{R}}{L_{\rm gal}^{B}} \cdot \frac{L_{\odot}^{B}}{L_{\odot}^{R}}\right) = (B-R)_{\odot} - (B-R)_{\rm gal}$$

soit :

$$\left(\frac{L_{\rm gal}^{R}}{L_{\rm gal}^{B}} \cdot \frac{L_{\odot}^{B}}{L_{\odot}^{R}}\right) = 10^{-0.4\cdot[(B-R)_{\odot} - (B-R)_{\rm gal}]}$$

avec $(B-R)_{\odot} = 1.06$ et $(B-R)_{\rm gal} = 1.11 \pm 0.25$ (Grogin & Geller 1999), cela donne :

$< z >$	$R_{\rm SN\ Ia}$		$(\Omega_{M_o}, \Omega_{\Lambda_o})$	Nb SNe	Auteur
	$(h^2 \cdot \mathrm{SNu})$	$(10^{-5}\ h^3\ \mathrm{Mpc}^{-3} \cdot \mathrm{an}^{-1})$			
~ 0	0.36 ± 0.11			70	Cappellaro et al. 1999
0.13	$\mathbf{0.23^{+0.09+0.08}_{-0.05-0.08}}$	$\mathbf{4.18^{+1.62+1.19}_{-0.97-1.19}}$	**(0.3, 0.7)**	**14**	**ce travail**
0.14	$0.44^{+0.35\ +0.13}_{-0.21\ -0.07}$	$6.2^{+4.9+1.9}_{-2.9-1.1}$	(0.3, 0.0)	4	Hardin et al. 2000
0.38	$0.82^{+0.54\ +0.37}_{-0.37\ -0.25}$		(1.0, 0.0)	4	Pain et al. 1996
0.55	$0.58^{+0.10\ +0.10}_{-0.09\ -0.09}$	$15.3^{+2.8+3.2}_{-2.5-3.1}$	(0.3, 0.7)	38	Pain et al. 2002
0.55	$0.94^{+0.16\ +0.14}_{-0.14\ -0.14}$		(1.0, 0.0)	38	Pain et al. 2002

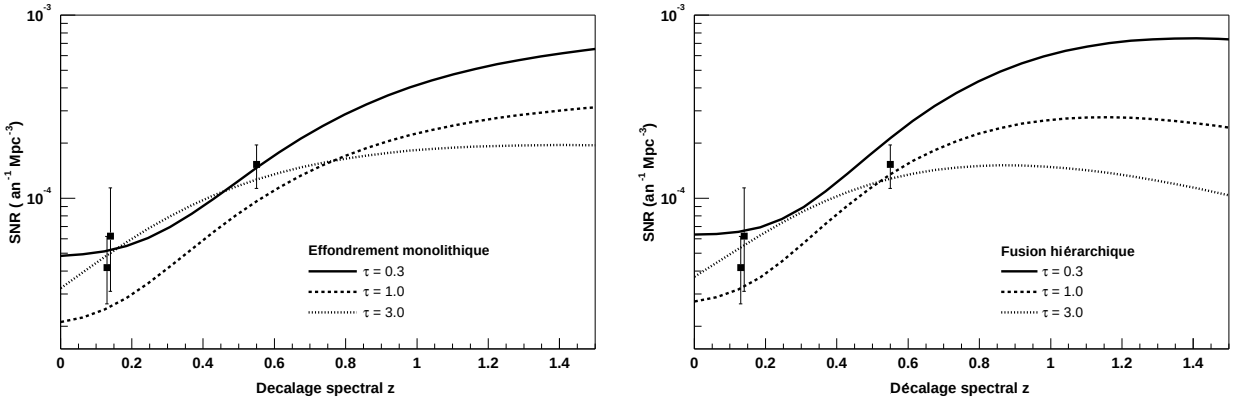
Tab. 8.4 : Comparaison avec d'autres mesures publiées : valeurs mesurées à différents décalages spectraux, données dans les deux unités « standards » de mesure du taux de supernova.

$$\frac{L_{\rm gal}^{R}}{L_{\rm gal}^{B}} \cdot \frac{L_{\odot}^{B}}{L_{\odot}^{R}} = 1.05 \pm 0.24 \tag{8.48}$$

Le taux (8.47) devient ainsi :

$$\mathcal{R}_{\rm Ia}^{B} = 0.231^{+0.089+0.077}_{-0.054-0.077}\ h^{-2}\ {\rm SNu} \tag{8.49}$$

où la deuxième erreur (systématique) est la somme quadratique de l'erreur systématique de (8.47) et de l'erreur sur (8.48). Cette valeur nous permet de comparer notre mesures avec les autres valeurs existantes, reportées dans le tableau 8.4.



(a) Avec un scénario de type « effondrement monolithique ».

(b) Avec un scénario de type « fusion hiérarchique ».

FIG. 8.65 : Modèle d'évolution du taux volumique de supernovæ Ia (équation 6.2) pour les deux principaux scénarios d'évolution des galaxies. Les courbes sont identiques à celles des figures 6.2, pour ce qui concerne le taux de type Ia. Le paramètre η a été fixé ici à 2.7 pour reproduire les données observationnelles. Nous avons superposé aux modèles les observations figurant dans le tableau 8.4. Le résultat de notre mesure étant le point en bas à gauche.

Par unité de volume

Il suffit de multiplier le taux en SNu dans la bande R (ou B) par la densité de luminosité des galaxies. Dans la bande B, les différents résultats reportés sur la figure 6.1 donnent une valeur de la densité de luminosité des galaxies de l'ordre de $\rho_B = 2 \cdot 10^8\ h\ \mathrm{L}_\odot^B \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}$, entre $0.1 \lesssim z \lesssim 0.2$.

Dans la bande R, le LCRS (Lin et al. 1996) donne une valeur quelque peu faible ($\rho_R = 1.4 \cdot 10^8\ h\ \mathrm{L}_\odot^R \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}$), même si l'on considère que leurs magnitudes R sous-estiment le flux total de 25 % (auquel cas $\rho_R = 1.75 \cdot 10^8\ h\ \mathrm{L}_\odot^R \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}$). En effet, en appliquant le facteur correctif (8.48) sur la valeur de ρ_B ci-dessus, on obtient $\rho_R = 1.9 \cdot 10^8\ h\ \mathrm{L}_\odot^R \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}$, valeur obtenue également par Brown et al. (2001). Une erreur systématique de $\pm$ 15 % est ajoutée à cette valeur.

Ainsi notre valeur du taux (8.47) devient : $4.18^{+1.62+1.19}_{-0.97-1.19} \cdot 10^{-5}\ h^3\ \mathrm{Mpc}^{-3} \cdot \mathrm{an}^{-1}$, où la deuxième erreur, systématique, est la somme quadratique de l'erreur systématique intrinsèque au taux (8.47) et de l'erreur sur la densité de luminosité. Cette valeur du taux est reportée dans le tableau 8.4 et sur la figure 8.65.

Conclusion et perspectives

Nous avons mesuré le taux de supernova de type Ia à un décalage spectral d'environ 0.13, et ce avec un lot conséquent et homogène de 14 évènements découverts par soustraction d'images CCD prises par EROS : $0.23^{+0.09+0.08}_{-0.05-0.08}$ h^2 SNu. Cette mesure est compatible dans les barres d'erreur avec la précédente mesure effectuée par EROS à $z \sim 0.15$, $0.44^{+0.35\ +0.13}_{-0.21\ -0.07}$ h^2·SNu. Elle est néanmoins plus faible : elle implique une évolution importante (d'un facteur $\gtrsim 2$) du taux de supernova Ia entre l'Univers local et l'Univers à $z = 0.5$, où réside une autre mesure du taux effectuée par le *Supernova Cosmology Project* (0.58 h^2 SNu).

Les suites de ce travail seraient naturellement de déterminer le taux de supernova de type II/Ib-c puisque les recherches de 1999 et 2000 d'EROS ont permis de mettre la main sur 7 évènements de ce type. Néanmoins, la population des galaxies hôtes à retenir pour la simulation Monte-Carlo serait plus délicate à obtenir, vu que ces supernovæ se répartissent de manière très inhomogène entre les différents types de galaxies (pas de supernovæ gravitationnelles dans les galaxies elliptiques...) ; par ailleurs la fonction de luminosité de ces supernovæ est mal connue. Malgré tout une tentative en ce sens donnerait une estimation du taux de SN II au-delà de l'Univers local.

Il serait également intéressant d'obtenir le taux de SN Ia en fonction du type de la galaxie hôte. Ou plutôt en fonction de sa couleur, paramètre qu'il est bien plus facile d'obtenir. La couleur naturelle pour pareille étude serait $\mathcal{B}_{\rm eros}$- $\mathcal{R}_{\rm eros}$. Il faudrait d'abord vérifier que cette observable est effectivement corrélée au type des galaxies.

Finalement, compte tenu de la faible valeur du taux de SN Ia obtenu ici, il serait particulièrement intéressant de modéliser l'évolution de ce taux d'explosion, afin de voir quels paramètres nous pourrions contraindre avec cette nouvelle mesure.

En guise de conclusion, je dirais que la mesure de l'évolution du taux de supernova en est à ses balbutiements, qu'il s'agit là d'une donnée fondamentale dans l'étude de l'évolution des galaxies. Dans un futur relativement proche (moins de 5 ans), le relevé CFHTLS sera en mesure de fournir l'évolution du taux de SN Ia pour $0.2 \lesssim z \lesssim 1$, et de SN II pour $0.2 \lesssim z \lesssim 0.7$. L'Usine à Supernovæ Proches quant à elle donnera une mesure du taux dans l'Univers local avec une grande précision. Et dans un avenir plus lointain, le satellite SNAP devrait permettre de repousser encore les limites du taux de supernova mesuré.

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Une petite boîte à outils cosmologiques

A.1 Le modèle standard

Je me contente ici de rappeler les concepts et équations qui me sont utiles par ailleurs. Pour plus de détails, on pourra consulter Peacock (1999) ou Rich (2001).

A.1.1 La géométrie de l'Univers

Le paradigme standard stipule l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers, hypothèses relativement bien vérifiées à très grande échelle. La géométrie de l'espace-temps est alors décrite par la métrique[1] de Robertson-Walker :

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

où R est le facteur d'échelle cosmologique qui décrit l'expansion également noté $a(t) = R(t)/R_0$ où R_0 est la valeur actuelle ($t = t_0$) de R. k est un entier égal au signe de la courbure de l'espace-temps : il vaut -1, 0 ou +1 selon que la géométrie est hyperbolique (Univers « ouvert »), euclidienne (Univers « plat ») ou sphérique (Univers « fermé »). t est le temps propre le long des géodésiques ; θ et ϕ sont les coordonnées polaires et azimuthales, r est la coordonnée radiale. Le système de coordonnées ainsi défini est en co-mouvement avec la matière : ce sont des *coordonnées comobiles*.

A.1.2 La dynamique de l'Univers

La résolution de l'équation d'Einstein avec la métrique précédente, en représentant le champ de matière par un fluide parfait (qui est la forme la plus générale du tenseur énergie-impulsion sous l'hypothèse d'homogénéité), donne l'équation de Friedmann, qui décrit l'évolution dans le temps du facteur d'échelle :

$$H^2(t) = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8}{3}\pi G\ \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{kc^2}{R_0^2a^2} \tag{A.2}$$

avec ρ la densité de la matière et du rayonnement[2] et Λ la constante cosmologique. $H(t) = \dot{a}(t)/a(t)$ étant le paramètre de Hubble, dont la valeur actuelle est la *constante de Hubble* notée H_0.

[1] Mathématiquement, il s'agit du carré de la distance dans l'espace-temps entre deux évènements infiniment proches. Physiquement, c'est $(-c^2)$ fois le temps propre d'une particule qui s'écoule dans le référentiel où elle est momentanément au repos.

[2] On entend par *matière* l'ensemble des fluides de l'Univers qui sont non relativistes, comme les baryons ou la matière noire aujourd'hui ; le terme *rayonnement*, quant à lui désigne l'ensemble des fluides relativistes, tels les photons.

L'équation (A.2) peut se réécrire sous la forme plus simple :

$$1 - \Omega_k = \Omega_M + \Omega_\Lambda \equiv \Omega \tag{A.3}$$

avec :

$$\Omega_M = \frac{8\pi G\rho}{3H^2}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad \text{et } \Omega_k = \frac{-kc^2}{a^2 R_0^2 H^2} \tag{A.4}$$

Ω_M étant la densité de matière (relativiste et non-relativiste), Ω_Λ la densité d'énergie « noire » (ou densité de constante cosmologique) et Ω_k la densité de courbure de l'Univers, toutes trois normalisées à la densité critique $\rho_c = 3H^2/(8\pi G)$.

A.1.3 Quelques relations supplémentaires

Le décalage vers le rouge

C'est le décalage Doppler-Fizeau des raies spectrales vers les grandes longueurs d'onde du fait de la vitesse de récession des objets observés par rapport à notre Galaxie. Si λ_e est la longueur d'onde de la raie à l'émission, et λ_o la longueur d'onde observée, alors le décalage vers le rouge z est défini par :

$$z \equiv \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e}$$

Si par ailleurs, on considère un paquet d'onde de longueur d'onde λ_e émit entre les instants t_e et $t_e + \Delta t_e$ par une galaxie distante. Ce paquet d'onde est reçu par un observateur entre les instants de l'époque présente t_o et $t_o + \Delta t_o$. Le signal se propage le long des géodésiques nulles $ds^2 = 0$, de manière radiale entre la source et l'observateur ($d\theta = 0$ et $d\phi = 0$), donc la métrique (A.1) se réduit à $cdt/R(t) = dr^2/(1 - kr^2)$.

En considérant la première crête du paquet d'onde, l'intégrale de cette expression s'écrit :

$$\int_{t_e}^{t_o} \frac{cdt}{R(t)} = \int_0^{r_e} \frac{dr^2}{1 - kr^2} \tag{A.5}$$

Quant à la dernière crête, elle parcourt la même distance comobile, soit :

$$\int_{t_e+\Delta t_e}^{t_o+\Delta t_o} \frac{cdt}{R(t)} = \int_0^{r_e} \frac{dr^2}{1 - kr^2}$$

dont un développement limité, combiné avec (A.5), donne :

$$\int_{t_e}^{t_o} \frac{cdt}{R(t)} + \frac{c\Delta t_o}{R(t_o)} - \frac{c\Delta t_e}{R(t_e)} = \int_{t_e}^{t_o} \frac{cdt}{R(t)}$$

soit :

$$\frac{c\Delta t_o}{c\Delta t_e} = \frac{R(t_o)}{R(t_e)}$$

or $c\Delta t_o = \lambda_o$ et $c\Delta t_e = \lambda_e$ et $R(t_o)/R(t_e) = R_0/R(t_e) = 1/a(t_e)$ donc finalement le décalage vers le rouge z s'écrit :

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{1}{a(t_e)} \tag{A.6}$$

La coordonnée comobile

Pour simplifier quelque peu, faisons le changement de variable suivant : $d\chi \rightarrow dr/\sqrt{1-kr^2}$. Ainsi :

$$\chi = \int_0^{r_e} \frac{dr^2}{1-kr^2}, \quad \text{et} \quad r = S_k(\chi) = \begin{cases} \sin(\chi) & \text{pour } k=+1 \\ \chi & \text{pour } k=0 \\ \sinh(\chi) & \text{pour } k=-1 \end{cases} \tag{A.7}$$

Reprenons l'expression (A.5), qui est en fait l'expression de la coordonnée comobile pour un photon :

$$\chi = \int_{t_e}^{t_o} \frac{cdt}{R(t)} = \int_{a_e}^{1} \frac{c}{R_0} \frac{da}{a\dot{a}} \tag{A.8}$$

ce qui montre, compte tenu de (A.6) que χ est une fonction de z seulement.
Quand $|t_e - t_o| \ll 1$, ce qui revient à se placer dans l'Univers proche $z \ll 1$, on a :

$$a(t_e) = 1 + H_0(t_e - t_o) - \frac{1}{2} q_0 H_0^2 (t_e - t_o)^2 + o((t_e - t_o)^3)$$

avec $H_0 = \dot{a}(t_o)$ la constante de Hubble et $q_0 = -\ddot{a}(t_o)/\dot{a}^2(t_o)$ le paramètre de décélération. Ce qui donne :

$$\chi(z) = \frac{cz}{R_0 H_0} \left[1 - \frac{1+q_o}{2} \cdot z + o(z^2) \right] \tag{A.9}$$

Avec l'équation de Friedmann (A.3) que l'on peut écrire en fonction de la valeur actuelle (Ω_{M_0}, Ω_{Λ_0} et Ω_{k_0}) des paramètres cosmologiques (A.4) :

$$a^2 H^2 = \Omega_{M_0} \cdot \frac{H_0^2}{a} + \Omega_{\Lambda_0} \cdot a^2 H_0^2 + \Omega_{k_0} \cdot H_0^2$$

compte tenu du fait que $\rho/\rho_0 = 1/a^3$. De plus, avec $a = 1/(1+z)$ et $\Omega_{k_0} = 1 - \Omega_{M_0} + \Omega_{\Lambda_0}$, on obtient :

$$\dot{a}^2 = \frac{H_0^2}{(1+z)^2} \left[(1+z)^2 (1 + z\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z(2+z) \right]$$

Comme par ailleurs $da/a = -dz/(1+z)$, la coordonnée comobile (A.8) s'exprime selon :

$$\chi(z) = \frac{c}{H_0 R_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z'(2+z')}} \tag{A.10}$$

La coordonnée comobile radiale r est reliée à la coordonnée radiale $\tilde{r}$ des coordonnées sphériques par $r = \tilde{r}/\mathcal{R}$, où $\mathcal{R}$ est le rayon de courbure de l'espace, lui-même directement proportionnel au facteur d'échelle $R(t)$.
La coordonnée χ quant à elle est directement reliée à la distance entre l'origine et la surface χ égale constante. Elle a donc une réalité plus physique !

Le volume comobile

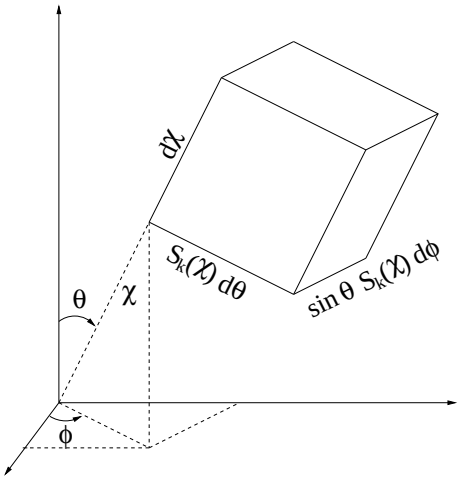
À partir de la partie « spatiale » de la métrique (A.1), on en déduit l'expression de l'élément de volume comobile :

$$dV_c = \frac{1}{\sqrt{1-kr^2}} dr\ r d\theta\ r\sin\theta d\phi$$

ce qui s'écrit également, compte tenu de (A.7) :

$$dV_c = S_k^2(\chi) d\chi d\theta \sin\theta d\phi = S_k^2(\chi) d\chi d\Omega \qquad \text{(A.11)}$$

où Ω est l'angle solide.



À l'aide de (A.10), on peut exprimer cet élément de volume comobile en fonction du décalage vers le rouge z :

$$\begin{aligned} \frac{dV_c}{d\Omega d\chi}\frac{d\chi}{dz} = \frac{dV_c}{d\Omega dz} &= \frac{c}{R_0 H_0}\left[(1+z)^2(1+z\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z(2+z)\right]^{-1/2} \\ &\times\ S_k^2\left(\frac{c}{R_0 H_0}\int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z'(2+z')}}\right) \end{aligned} \qquad \text{(A.12)}$$

ou encore dans le cas particulier d'un Univers « plat » ($k = 0$), cela donne :

$$\begin{aligned} \frac{dV_c}{d\Omega dz} &= \frac{1}{R_o^3}\left(\frac{c}{H_o}\right)^3 \left[(1+z)^2(1+z\Omega_{M_o}) - \Omega_{\Lambda_o} z(2+z)\right]^{-1/2} \\ &\times\ \left[\int_0^z \left[(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_o}) - \Omega_{\Lambda_o} z'(2+z')\right]^{-1/2} dz'\right]^2 \end{aligned} \qquad \text{(A.13)}$$

qui, compte tenu de l'expression approchée pour les petits décalages vers le rouge (A.9) donne :

$$\frac{dV_c}{d\Omega dz} = \frac{1}{R_o^3}\left(\frac{c}{H_o}\right)^3 z^2(1+o(z)) \qquad \text{(A.14)}$$

A.2 La distance de luminosité

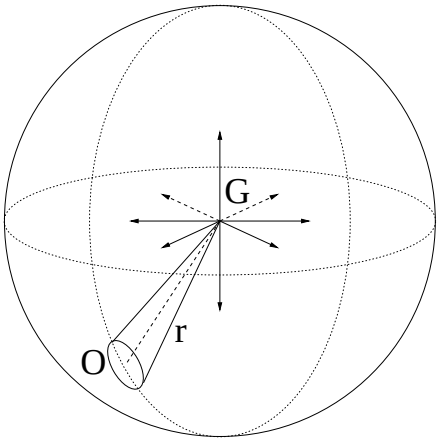
A.2.1 Comment ça marche ?

Considérons la luminosité (énergie de rayonnement émise par unité de temps) $\mathcal{L}$ d'une galaxie G. Soient t_e l'époque d'émission, et t_o celle ou l'on observe le flux émis en t_e par G. Supposons que la distribution de l'intensité en longueur d'onde λ de G soit donnée par la fonction normalisée $I(\lambda)$. Alors

$$d\mathcal{L} = \mathcal{L} \cdot I(\lambda) d\lambda$$

est l'énergie émise par G, par unité de temps, sur l'intervalle de longueur d'onde[3] $[\lambda, \lambda + d\lambda]$.

[3] Si au lieu de longueurs d'onde, on utilise les fréquences, l'intensité $J(\nu)$ correspondante est reliée à $I(\lambda)$ par $J(\nu)|d\nu| = I(\lambda)|d\lambda|$ soit $J(\nu) = \lambda^2/c \cdot I(\lambda)$.



Dans le cas où le rayonnement émis par G est isotrope, quand il nous atteindra il sera uniformément distribué sur une sphère « comobile » de rayon r centrée sur G. L'élément de longueur ds à la surface de cette sphère est donné par la métrique de Robertson-Walker (A.1) $ds^2 = r^2R^2(t)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi)] = R^2(t)S_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi)]$; la surface totale de la sphère est ainsi $4\pi r^2R(t_o)^2$ à l'instant t_o.

Soit $\mathcal{F}(\lambda_o)\Delta\lambda_o$ la quantité de lumière reçue par unité de temps à travers une surface unité perpendiculaire à la ligne de visée OG, sur un intervalle de longueur d'onde $[\lambda_o, \lambda_o + \Delta\lambda_o]$.
À cause du décalage vers le rouge z, la lumière arrivant avec la longueur d'onde $[\lambda_o, \lambda_o + \Delta\lambda_o]$ a quitté G avec une longueur d'onde $[\lambda_o/(1+z), (\lambda_o + \Delta\lambda_o)/(1+z)]$.

La quantité totale d'énergie qui quitte G entre les instants t_e et $t_e + \Delta t_e$ dans cet intervalle de longueur d'onde est

$$\mathcal{L} \cdot I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)\frac{\Delta\lambda_o}{1+z} \cdot \Delta t_e$$

Pour un intervalle de longueur d'onde assez petit ($\Delta\lambda_o \ll 1$) un photon a typiquement la longueur d'onde $\lambda_o/(1+z)$ à l'émission, donc une énergie $(1+z)ch/\lambda_o$. Le nombre total de photons émis est donc

$$\frac{\lambda_o}{ch} \cdot \frac{1}{(1+z)^2} \cdot \mathcal{L} \cdot I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)\Delta\lambda_o\Delta t_e$$

À l'instant de la réception, ces photons sont distribués sur une surface d'aire $4\pi r^2R(t_o)^2$ et sont reçus dans un intervalle de temps $[t_o, t_o + \Delta t_o]$. Donc le nombre de photons reçus par unité de surface (normale à la ligne de visée) et par unité de temps est

$$\frac{\lambda_o}{ch} \cdot \frac{1}{(1+z)^2} \cdot \mathcal{L} \cdot I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)\Delta\lambda_o\frac{\Delta t_e}{\Delta t_o} \cdot \frac{1}{4\pi r^2R(t_o)^2}$$

Comme à l'instant t_o de la réception l'énergie de chaque photon à été dégradée d'un facteur $(1+z)^{-1}$, celle-ci est désormais de ch/λ_o. En multipliant l'expression précédente par cette quantité, on obtient

$$\mathcal{F}(\lambda_o)\Delta\lambda_o = \frac{1}{(1+z)^2} \cdot \mathcal{L} \cdot I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)\Delta\lambda_o\frac{\Delta t_e}{\Delta t_o} \cdot \frac{1}{4\pi r^2R(t_o)^2}$$

ce qui donne, compte tenu de $\Delta t_e/\Delta t_o = (1+z)^{-1}$:

$$\mathcal{F}(\lambda_o) = \frac{1}{(1+z)^3} \cdot \mathcal{L} \cdot I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right) \cdot \frac{1}{4\pi r^2R(t_o)^2} \tag{A.15}$$

En intégrant cette expression sur toutes les longueurs d'ondes, l'intensité I étant normalisée, on obtient le flux bolométrique :

$$\mathcal{F}_{\text{bol}} = \frac{\mathcal{L}}{4\pi r^2R(t_o)^2(1+z)^2} \tag{A.16}$$

Par définition, la distance de luminosité D_L est :

$$D_L(z) = rR(t_o)(1+z) = S_k(\chi)R_o(1+z) \tag{A.17}$$

A.2.2 Expression en fonction des paramètres du modèle

En reportant (A.10) dans l'expression de la distance de luminosité (A.17), cela donne :

$$D_L(z) = R_0(1+z) \cdot S_k\left(\frac{c}{R_0 H_0}\int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z'(2+z')}}\right)$$

ou encore, selon la valeur de k :

- $k \pm 1$: avec $R_0 = c/H_0\sqrt{(}k/\Omega_{k_0})$, on a :

$$D_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0}\sqrt{\frac{1}{|\Omega_{k_0}|}} \cdot S_k\left(\sqrt{|\Omega_{k_0}|}\int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z'(2+z')}}\right) \quad \text{(A.18)}$$

- $k = 0$:

$$D_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0}\int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z'(2+z')}} \quad \text{(A.19)}$$

En reprenant le développement limité (A.9), la distance de luminosité à faible décalage spectral s'écrit :

$$D_L(z) = \frac{cz}{H_0}\left[1 + \frac{1}{2}(1-q_o)z + o(z^2)\right] \quad \text{(A.20)}$$

soit pour $z \to 0$:

$$D_L(z) = \frac{cz}{H_0} + o(z^2) \quad \text{(A.21)}$$

A.2.3 Histoire de magnitudes...

Le système des magnitudes, héritage des anciens astronomes qui n'avaient que leur yeux pour estimer le flux issu des étoiles, est une mesure relative du flux lumineux sur une échelle logarithmique :

$$m_2 - m_1 = -2.5 \cdot \log\left(\frac{\mathcal{F}_1}{\mathcal{F}_2}\right) \quad \text{(A.22)}$$

La mesure devient absolue, si $\mathcal{F}_2$ est un flux de référence ; on définit ainsi un *système de magnitude*. Reprenons l'expression du flux observé (A.15), compte tenu de la distance de luminosité (A.17) :

$$\begin{aligned}\mathcal{F}(\lambda_o) &= \frac{\mathcal{L}}{4\pi D_L^2} \cdot \frac{1}{1+z} \cdot I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right) \\ &= \frac{1}{4\pi D_L^2} \cdot \mathcal{L} I(\lambda_o)\left[\frac{1}{1+z} \cdot \frac{I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)}{I(\lambda_o)}\right]\end{aligned}$$

Prenons le logarithme décimal de cette dernière relation :

$$\underbrace{-2.5 \cdot \log\left[\mathcal{F}(\lambda_o)\right]}_{m_{\lambda_o}} = \underbrace{-2.5 \cdot \log\left[\frac{\mathcal{L} \cdot I(\lambda_o)}{4\pi.(10\text{ pc})^2}\right]}_{M_{\lambda_o}} + \underbrace{5 \cdot \log\left[\frac{D_L(z)}{10\text{ pc}}\right]}_{\mu(z)} \underbrace{-2.5 \cdot \log\left[\frac{1}{1+z} \cdot \frac{I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)}{I(\lambda_o)}\right]}_{K_{\lambda_o}(z)}$$

soit :

$$m_{\lambda_o} = M_{\lambda_o} + \mu(z) + K_{\lambda_o}(z) \quad \text{(A.23)}$$

où l'on reconnaît la magnitude apparente m pour la longueur d'onde λ_o ainsi que la magnitude absolue M. Les deux autres termes sont explicités ci-dessous.
En pratique on mesure des flux à travers des filtres de transmittance T, la magnitude apparente est alors définie de la façon suivante (la magnitude absolue suit le même schéma) :

$$m_T = -2.5 \cdot \log \left[\int_0^{+\infty} d\lambda \; T(\lambda) \mathcal{F}(\lambda) \right] \tag{A.24}$$

Le module de distance

C'est le terme noté $\mu(z)$ dans l'équation précédente, expression de la distance de luminosité en terme de magnitude :

$$\mu(z) = 5 \cdot \log \left[\frac{D_L(z)}{1 \text{ Mpc}} \right] + 25 \tag{A.25}$$

La correction K

La correction K fut introduite dans les années 1930 par les pionniers de l'observation en cosmologie pour « corriger » la magnitude apparente des galaxies distantes de l'effet de rougissement de leur spectre vu à travers une bande passante fixe. C'est une correction purement instrumental qui disparaîtrait si la réponse spectrale du détecteur était décalée d'un facteur $1 + z$ à toutes les longueurs d'onde (Oke & Sandage 1968).

C'est le dernier terme, noté K dans l'expression ci-dessus, I étant la distribution spectrale normalisée :

$$K_{\lambda_o}(z) = 2.5 \cdot \log(1+z) - 2.5 \cdot \log \left[\frac{I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)}{I(\lambda_o)} \right] \tag{A.26}$$

qui, quand on détermine des magnitudes à travers un filtre ayant une réponse T en longueur d'onde, devient :

$$K_T(z) = 2.5 \cdot \log(1+z) - 2.5 \cdot \log \left[\frac{\int_0^{+\infty} d\lambda_o T(\lambda_o) I\left(\frac{\lambda_o}{1+z}\right)}{\int_0^{+\infty} d\lambda_o T(\lambda_o) I(\lambda_o)} \right] \tag{A.27}$$

λ_o étant la longueur d'onde observée.

A.3 Le diagramme de Hubble

Le diagramme de Hubble est l'outil qui permet d'estimer les paramètres cosmologiques, depuis la constante de Hubble jusqu'à la densité de matière et la constante cosmologique.

Cela consiste simplement à porter sur un diagramme les deux observables suivantes : la magnitude (corrigée du décalage vers le rouge – la correction K, de l'absorption interstellaire...), en fonction du décalage vers le rouge (figure A.1). En général on s'intéresse à des objets qui sont des chandelles standards (§4.1, page 45), ainsi leur luminosité (ou magnitude absolue) est à peu près constante, ce qui revient à porter dans le diagramme de Hubble leur module de distance en fonction de leur décalage vers le rouge (figure A.1) qui, compte tenu de (A.23) ou l'on incorpore la correction K à la magnitude apparente, de (A.19) pour un Univers plat, est donné par :

$$\mu_T(z) = m_T - M_T = 5 \; \log \left\{ \frac{c}{H_o}(1+z) \cdot \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+z'\Omega_{M_0}) - \Omega_{\Lambda_0} z'(2+z')}} \right\} + 25 \tag{A.28}$$

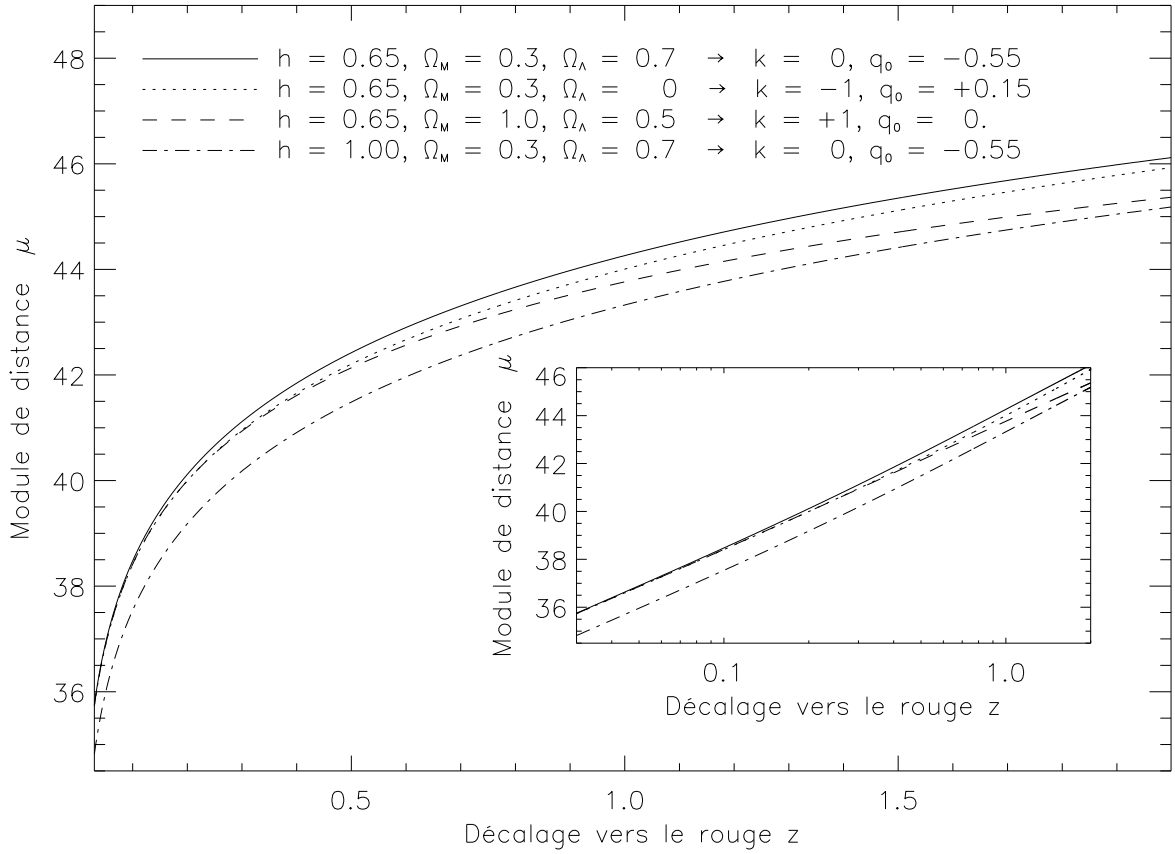


FIG. A.1 : Diagramme de Hubble théorique pour différentes valeurs des paramètres cosmologiques. On remarque tout d'abord que seule la constante de Hubble à un effet à faible décalage vers le rouge. À grand décalage vers le rouge ($z \simeq 1$) un Univers en accélération ($q_o < 0$) va diminuer le flux (augmenter la magnitude apparente) des objets, et inversement pour un Univers en décélération. Notons que la différence de magnitude à $z = 1$ entre un Univers ouvert sans constante cosmologique et un Univers plat avec constante cosmologique n'est que de 0.2 mag soit 20 % en flux : c'est tout ce qui fait la difficulté pour discerner entre les diverses combinaisons des paramètres !

H_o étant exprimée en km·s^{-1}·Mpc^{-1} et c en km·s^{-1}.

On peut distinguer deux régions dans ce diagramme :

celle où $z \lesssim 0.2$, concernant les objects proches, pour lesquels l'influence des paramètres $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ est négligeable. La relation entre la magnitude apparente et le décalage vers le rouge est linéaire, la constante de proportionalité étant la constante de Hubble H_o. C'est donc avec des chandelles standards dans ce domaine que l'on mesure cette constante.

et celle pour laquelle $z \gtrsim 0.2$ pour les objects lointains, où l'influence de $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ commence à se faire sentir. C'est le domaine utilisé pour obtenir des contraintes sur ces paramètres cosmologiques.

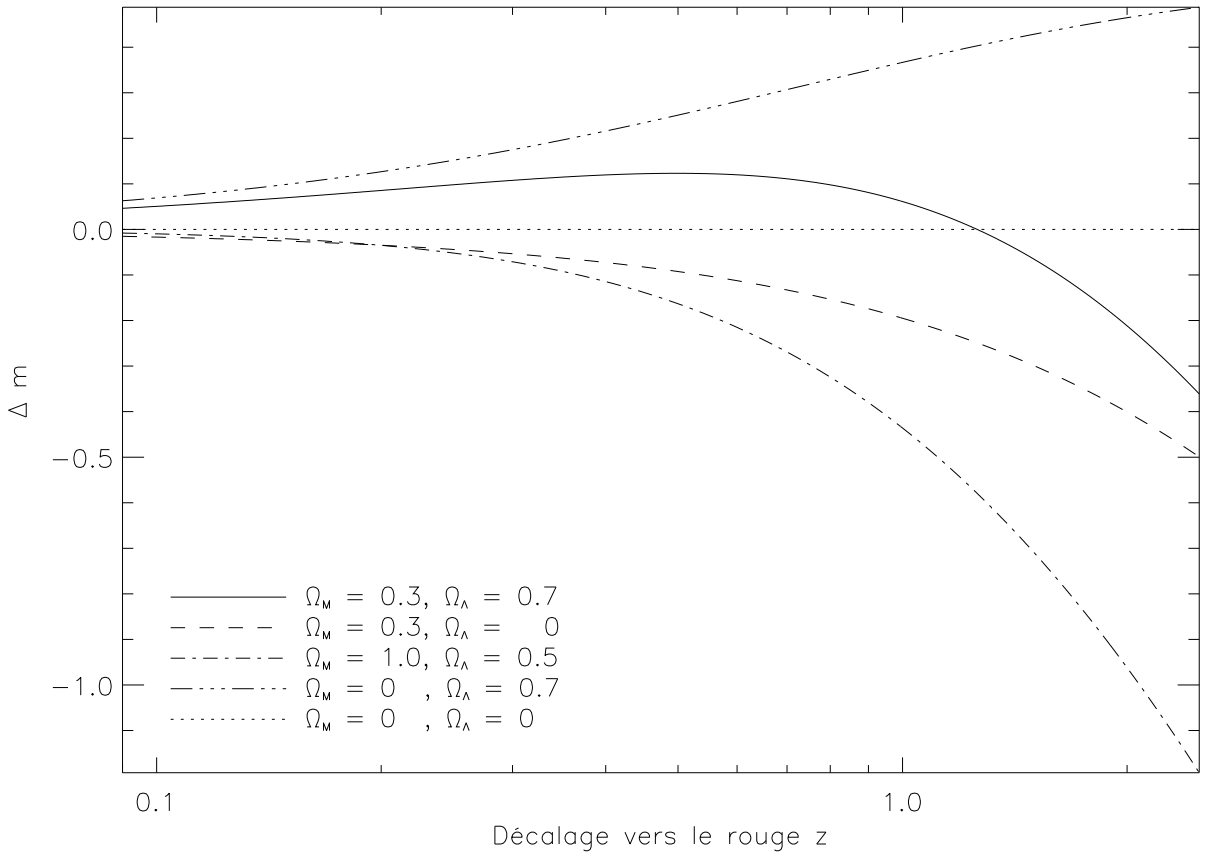


Fig. A.2 : Diagramme de Hubble différentiel, c'est-à-dire différence de magnitudes avec un Univers vide ($\Omega_M = 0, \Omega_\Lambda = 0$) soit $\Delta m = m(\Omega_M, \Omega_\Lambda) - m(0,0)$ ou encore $\Delta m = \mu(\Omega_M, \Omega_\Lambda) - \mu(0,0)$ pour des chandelles standards. On a représenté Δm en fonction du décalage vers le rouge pour diverses valeurs des paramètres Ω_M et Ω_Λ, et pour une même constante de Hubble.

Annexe B

Le système photométrique standard et l'extinction galactique

B.1 Les magnitudes

La magnitude apparente est l'expression logarithmique de l'éclairement d'une source ; l'éclairement étant communément appelé flux en astronomie.

La magnitude m_T d'une source produisant l'éclairement ou flux $\mathcal{F}(\lambda)$ à travers la bande spectrale $T(\lambda)$ est donnée par :

$$m_T = -2.5 \log \int_0^\infty T(\lambda)\mathcal{F}(\lambda)d\lambda + 2.5 \log \int_0^\infty T(\lambda)d\lambda + q_T \tag{B.1}$$

où la constante q_T définit la magnitude zéro.

B.2 Le système photométrique standard

On définit des bandes spectrales, filtres exploitant au mieux les fenêtres de transmission de l'atmosphère. Le système dit « standard » est composé des filtres U, B, V, R, I, pour ce qui est du domaine visible. Ces bandes passantes sont essentiellement celles dans lesquelles Landolt (1992) a mesuré ses étoiles photométriques (voir paragraphe C.2). On pourra consulter Landolt (1983) pour avoir le détail des références concernant la définition de ce système. La partie UBV a été définie essentiellement par Harold L. Johnson au début des années 1950. Celui-ci a étendu son système à R (700 nm) et I (900 nm) dans les années 1960. Cependant Landolt a utilisé le système RI défini par A. W. J. Cousins en 1976 ; ce système est situé à des longueurs d'onde plus courtes : R à 680 nm et I à 825 nm.

Les quantités q_T sont choisies de façon à ce qu'une étoile naine de type A0 (comme Véga) ait ses indices de couleur nuls au-delà de la bande V.

B.3 L'extinction galactique

L'extinction galactique est due au milieu insterstellaire de la Voie Lactée qui s'interpose entre l'observateur et l'objet extragalactique observé. Elle est plus importante vers les courtes longueurs d'onde (bleu) que vers les grandes longueurs d'onde (ce qui entraîne un « rougissement »). Toute étude photométrique d'objets en dehors de notre Galaxie se doit d'en tenir compte.

filtre (T)	longueur d'onde moyenne (nm)	largeur (nm)	densité de flux (q_T) pour mag = 0 ($\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1}}$)	extinction A	
				A/A_V	$A/E(B-V)$
U_j	354	68	$4.22 \cdot 10^{-11}$	1.664	5.434
B_j	444	92	$6.40 \cdot 10^{-11}$	1.321	4.315
V_j	554	96	$3.75 \cdot 10^{-11}$	1.015	3.315
R_j	694	209	$1.70 \cdot 10^{-11}$	0.748	-
I_j	878	222	$0.83 \cdot 10^{-11}$	0.482	-
R_c	647	160	$2.25 \cdot 10^{-11}$	0.819	2.673
I_c	789	116	$1.22 \cdot 10^{-11}$	0.594	1.940

Tab. B.1 : Le système photométrique standard dans le visible. La longueur d'onde moyenne et la largeur de chaque filtre a été calculée à partir des profils récupérés sur http ://obswww.unige.ch/gcpd/filters/fil08.html pour le système Johnson et sur http ://obswww.unige.ch/gcpd/filters/fil54.html pour le système Cousins.

Schlegel et al. (1998) ont publié une carte de cette extinction galactique pour l'ensemble du ciel, calculée à partir des données infrarouge fournies par l'instrument DIRBE sur le satellite COBE, et l'instrument ISSA sur le satellite IRAS. Nous utiliserons ces valeurs-là de l'extinction.

En fait les valeurs fournies sont celles du rougissement $E(B-V) = (B-V)_\mathrm{obs} - (B-V)_o$ qui est proportionnel à l'absorption (ou extinction) A_T dans la bande T :

$$\mathrm{R}_T = \frac{A_T}{A_V - A_B} = \frac{A_T}{E(B-V)} \tag{B.2}$$

La valeur de R_T dépend de la taille des grains du milieu traversé ; sa valeur pour la bande V (R_V) va de 2.6 jusqu'à 5.5 dans les régions où les grains sont plus gros. Pour le milieu interstellaire diffus, la valeur moyenne de 3.1 est généralement adoptée. Schlegel et al. (1998) fournissent les valeurs moyennes de R_T pour différents filtres (voir le tableau B.2).

Annexe C

Quelques catalogues bien utiles

C.1 L'astrométrie de l'USNO

Le catalogue[1] USNO-A2.0 couvrant la totalité du ciel entre $R \sim 8$ et $R \sim 19$, est issu de la numérisation de plaques photos de Schmidt. Son astrométrie est basée sur le catalogue Hipparcos (*International Celestial Reference Frame*). L'erreur astrométrique est de l'ordre de 0.25 arcsec. Il sert donc de référence astrométrique.

Le système photométrique utilisé est celui de Tycho[2], dans lequel les magnitudes photographiques ont été converties dans le système standard. La documentation associée au catalogue clame que les magnitudes fournies pour chaque objet sont celles du catalogue Tycho, elles-même proches du système standard : $B_{\rm T} \sim B_{\rm j}$ et $V_{\rm T} \sim V_{\rm c}$. Néanmoins quand on compare ces magnitudes aux magnitudes du catalogue Landolt (voir paragraphe C.2), il en va tout autrement, comme le montrent les figures C.1 et C.2. La bande bleue de l'USNO serait ainsi bien calée sur la bande $B_{\rm j}$, mais la bande rouge serait plutôt calée sur $R_{\rm c}$. Par ailleurs, la calibration photométrique de ce catalogue n'est qu'approximative, comme en témoignent les figures C.3 à C.6. Une large dispersion, ainsi qu'un effet systématique non négligeable pour la bande bleue, bannissent toute idée de calibration photométrique à l'aide de ce catalogue.

C.2 La photométrie de Landolt

Ce catalogue donne la magnitude de 526 étoiles réparties tout autour de l'équateur céleste, dans les bandes standards $UBVRI$ (Landolt 1992). Elles sont réparties entre les magnitudes 11.5 et 16.

Malheureusement ce catalogue est très imprécis astrométriquement (au minimum 1 sec = 15 arcsec en ascension droite). J'ai donc décidé une bonne fois pour toutes de recaler ce catalogue avec le catalogue USNO, en procédant en deux étapes : d'abord un « calage » grossier ($\sim$ 5 arcsec) à l'aide de l'outil *Aladin*[3] fournie par le Centre de Données astronomique de Strasbourg[4] et donnant une couverture du ciel par des plaques photos numérisées, et par là-même les positions des étoiles autour de coordonnées données. La taille du pixel étant de 1.7", la précision astrométrique n'est pas

[1] Disponible en ligne à : http ://www.nofs.navy.mil/projects/pmm/a2.html

[2] Le catalogue Tycho est l'un des deux produits de la mission spatiale astrométrique Hipparcos (http ://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Hipparcos/hipparcos.html) : le catalogue Hipparcos recense près de 120000 étoiles avec une précision astrométrique de 0.1 arcsec, tandis que le catalogue Tycho contient plus de 10^6 étoiles avec une précision moindre de 1 arcsec.

[3] http ://aladin.u-strasbg.fr/

[4] http ://cdsweb.u-strasbg.fr/

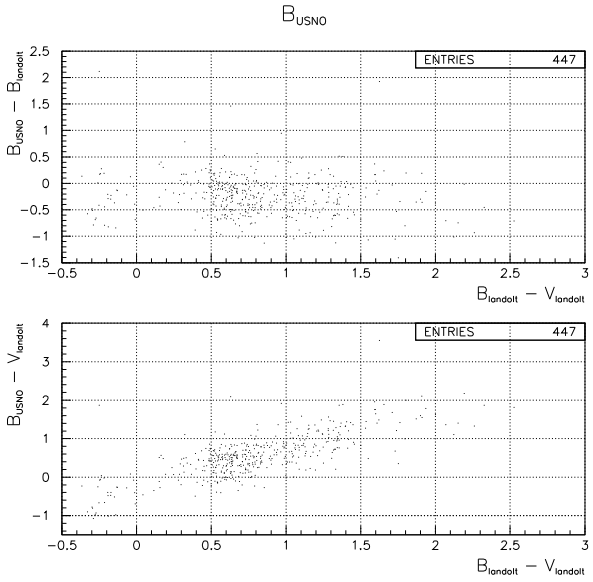


Fig. C.1 : Bande bleue de l'USNO en fonction des bandes standards pour les étoiles du catalogue de Landolt.

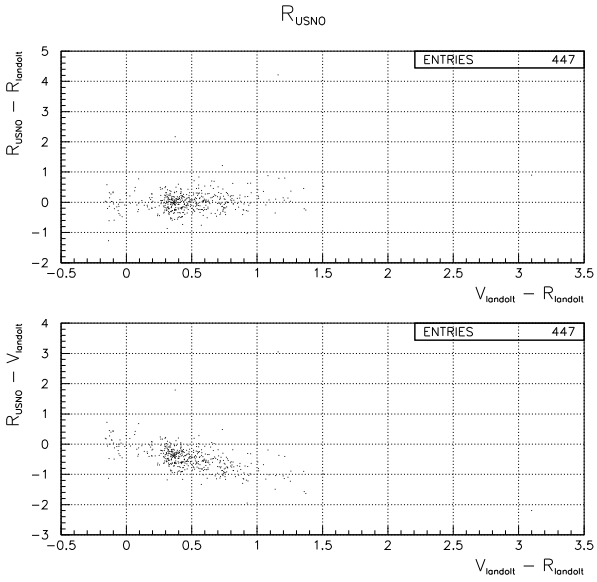


Fig. C.2 : Bande rouge de l'USNO en fonction des bandes standards pour les étoiles du catalogue de Landolt.

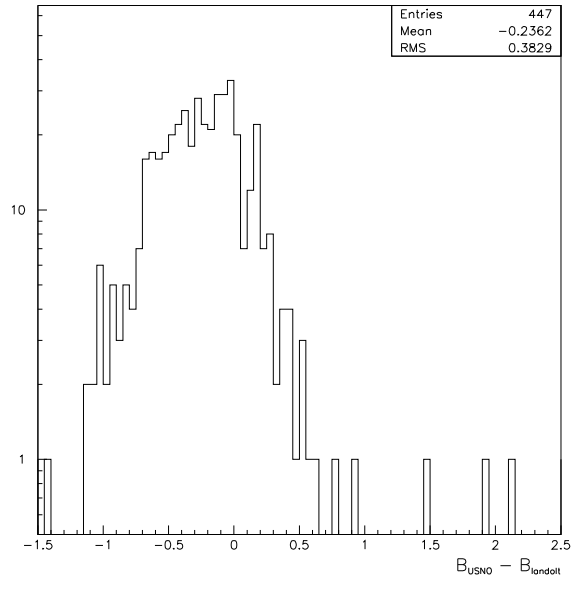


Fig. C.3 : Histogramme de $B_{\mathrm{usno}} - B_{\mathrm{landolt}}$ montrant d'une part une dispersion phénoménale, mais aussi une moyenne non nulle indicatrice d'un effet systématique.

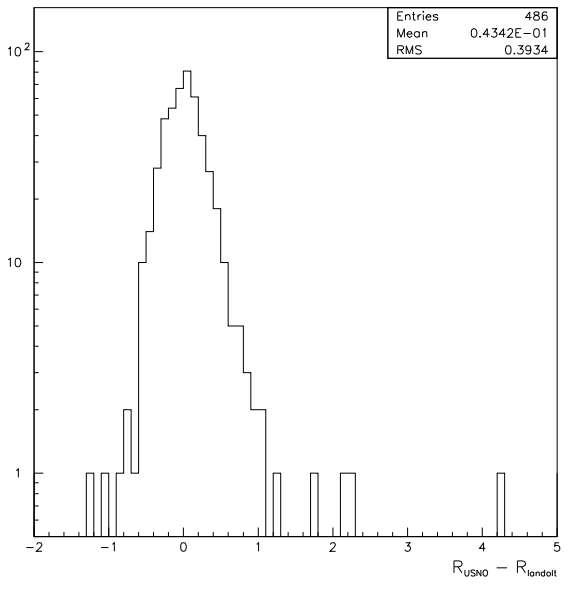


Fig. C.4 : Histogramme de $R_{\mathrm{usno}} - R_{\mathrm{landolt}}$ montrant là encore une importante dispersion.

inférieure à quelques secondes d'arc. Ce qui est néanmoins suffisant pour permettre un recalage avec le catalogue USNO sans risque de se tromper.

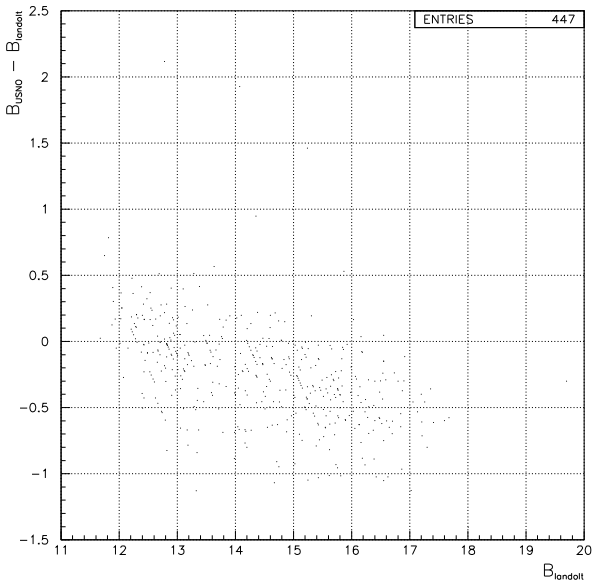


FIG. C.5 : $B_{\rm usno} - B_{\rm landolt}$ en fonction de $B_{\rm landolt}$: on voit clairement un effet systématique.

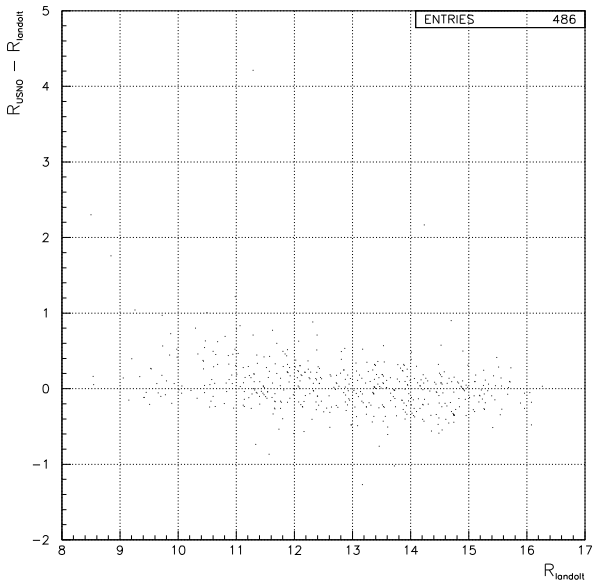


FIG. C.6 : $R_{\rm usno} - R_{\rm landolt}$ en fonction de $R_{\rm landolt}$: la corrélation est beaucoup moins marquée.

Finalement j'obtiens un catalogue de Landolt « astrométrique » contenant 498 (sur 526) étoiles ayant les coordonnées du catalogue USNO, soit une précision de 0.25" ; les coordonnées des 28 restantes, soit n'ayant pas de contrepartie dans le catalogue USNO, soit étant des étoiles de grand mouvement propre, n'est donnée qu'avec une précision de 5".

Un autre problème avec ce catalogue est qu'il contient très peu d'étoiles bleues : il faut donc extrapoler pour calibrer les supernovæ, qui sont des objets plutôt bleus ($B-V \sim 0$) à leur maximum de lumière.

C.3 Les galaxies du LCRS

Le *Las Campanas Redshift Survey* est un catalogue[5] de galaxies, dont 26418 ont un décalage vers le rouge mesuré (Shectman et al. 1996). Il donne également la magnitude *isophotale* $R_{\rm c}$ des galaxies. La magnitude limite est environ de 18. Le relevé est constitué de deux composantes, l'une autour du pôle sud galactique, l'autre légèrement au sud de l'équateur céleste.

Les champs de recherche de supernova d'EROS ont été choisis afin de recouvrir en partie les champs du LCRS. Même si ce dernier est moins profond en magnitude qu'une image typique de recherche de supernova par EROS, il est très utile pour reconnaître la population galactique sur les images. De plus, la fonction de luminosité des galaxies de champ issue de ce relevé (Lin et al. 1996) est appliquée au relevé d'EROS.

[5]Disponible en ligne : http ://manaslu.astro.utoronto.ca/~lin/lcrs.html

Annexe D

La calibration photométrique des images EROS

D.1 Introduction

Le but de la calibration photométrique est de prévoir le nombre d'unités logique (ou ADU) pour un temps d'exposition T sur une étoile donnée :

$$\frac{ADU_{\mathcal{B},\mathcal{R}}}{T} \;=\; f_{\mathcal{B},\mathcal{R}}(B,V,R,I,t,ccd,am,ph)\;, \tag{D.1}$$

où B, V, R, I sont les magnitudes standards de Johnson-Cousins, t est l'époque des observations, ccd est le numéro du CCD ($ccd \in \{0,...,7\}$), am est la masse d'air (*airmass*), et ph fait référence au type de photométrie utilisée (ajustement de PSF, photométrie d'ouverture...). Dans cette formule, on suppose que les images sont proprements réduites et débarrassées de leurs non-linéarités spatiales (à l'aide d'une plage de lumière uniforme ou *flatfield*), ainsi $f_{\mathcal{B},\mathcal{R}}$ n'est pas une fonction de la position de l'étoile sur le CCD. Une approximation suffisante de (D.1) est donnée par :

$$\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} = -2.5\log(ADU_{\mathcal{B}}/T) = V - \alpha_{5_{\mathcal{B}}}(t,ph) - \beta_{\mathcal{B}}(V-I) - \gamma_{\mathcal{B}}(ccd) + \chi_{\mathcal{B}}\cdot(am-1), \tag{D.2}$$

pour la caméra bleue, et :

$$\widetilde{\mathcal{R}}_{\rm eros} = -2.5\log(ADU_{\mathcal{R}}/T) = I - \alpha_{5_{\mathcal{R}}}(t,ph) - \beta_{\mathcal{R}}(V-I) - \gamma_{\mathcal{R}}(ccd) + \chi_{\mathcal{R}}\cdot(am-1), \tag{D.3}$$

pour la caméra rouge. Ces deux formules supposent que le signal est fonction d'une seule couleur ; nous choisissons $V-I$ car le filtre EROS bleu est à peu près entre V et R, quant au filtre rouge, il est légèrement plus bleu que I (figure D.1). Par convention, nous prenons :

$$\beta_{\mathcal{R},\mathcal{B}}(V-I=0) \equiv 0 \tag{D.4}$$

Les deux relations (D.2) et (D.3) négligent les variations temporelles des fonctions de la couleur $\beta_{\mathcal{B},\mathcal{R}}$ et des fonctions inter-CCD $\gamma_{\mathcal{B},\mathcal{R}}(ccd)$. Ainsi toutes les dépendances temporelles sont regroupées dans les points zéros $\alpha_{5_{\mathcal{B},\mathcal{R}}}(t,ph)$ pour le CCD 5. Les coefficients $\chi_{\mathcal{B},\mathcal{R}}$ sont donnés par Regnault (2000), et égaux à 0.1 et 0.05 pour le bleu et le rouge respectivement. Il est clair que ceci n'est adéquat seulement pour des conditions photométriques, sauf si la masse d'air est proche de l'unité (vu que l'absorption pour $am = 1$ est prise en compte par $\alpha_{5_{\mathcal{B},\mathcal{R}}}(t,ph)$).

Pour $V-I=0$, les magnitudes dans toutes les bandes sont à peu près égales, on peut ainsi définir les « magnitudes EROS » par :

$$\mathcal{B}_{\rm eros} \equiv \alpha_{5_{\mathcal{B}}}(t,ph) + \gamma_{\mathcal{B}}(ccd) - 0.1\cdot(am-1) - 2.5\log(ADU_{\mathcal{B}}/T) \tag{D.5}$$

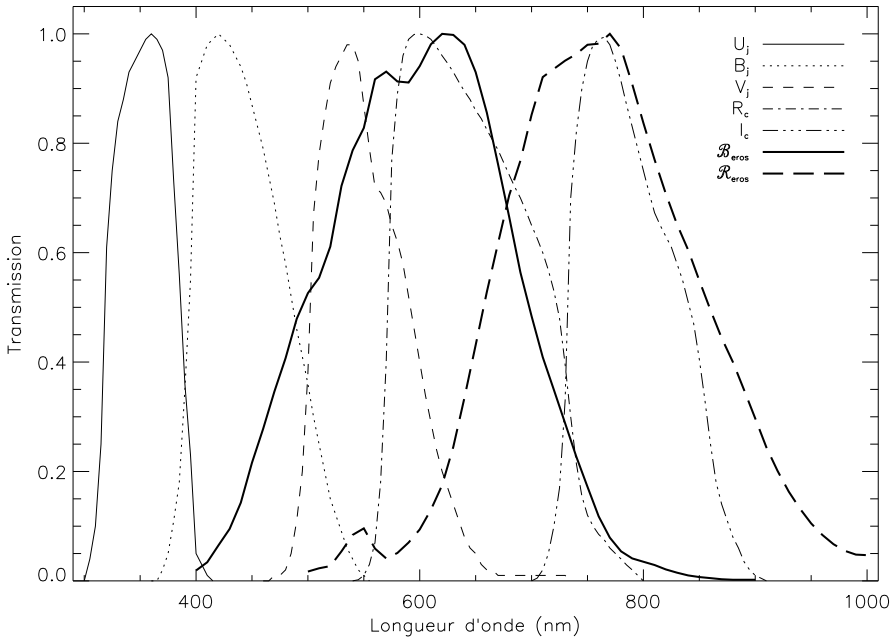


Fig. D.1 : Les bandes passantes du Marly comparée aux bandes standards U_j, B_j, V_j, R_c et I_c. Ces transmittances ont été déterminées par Regnault (2000). On remarque qu'elles sont larges, la bande $\mathcal{B}_{\rm eros}$ étant à peu près à cheval sur les bandes V_j et R_c, tandis que la bande $\mathcal{R}_{\rm eros}$ est plus proche de la bande I_c.

et

$$\mathcal{R}_{\rm eros} \equiv \alpha_{5_\mathcal{R}}(t, ph) + \gamma_\mathcal{R}(ccd) - 0.05 \cdot (am - 1) - 2.5 \log(ADU_\mathcal{R}/T) \tag{D.6}$$

Nous allons maintenant déterminer les fonctions $\alpha_{\mathcal{B},\mathcal{R}}(t, ph)$, $\beta_{\mathcal{B},\mathcal{R}}(v - i)$ and $\gamma_{\mathcal{B},\mathcal{R}}(ccd)$.

D.2 L'intercalibration des CCD

Les paramètres inter-CCD $\gamma_{\mathcal{B},\mathcal{R}}(ccd)$ peuvent être relativement aisément déterminés en comparant le fond de ciel sur les images réduites :

$$\gamma_{\mathcal{B},\mathcal{R}}(ccd) = 2.5 \log \langle ciel \rangle_{ccd} - 2.5 \log \langle ciel \rangle_{ccd_5} \tag{D.7}$$

Sur les figures D.2 et D.3 les croix dans la colonne du milieu et celle de droite respectivement donnent les $\gamma_\mathcal{B}$ et $\gamma_\mathcal{R}$ déterminés par cette méthode, pour une sélection d'images de champs supernova (une croix par image).

Comme $\mathcal{R}_{\rm eros} \sim I$, les $\gamma_\mathcal{R}$ peuvent être déterminés en superposant les catalogues EROS et DENIS, en prenant pour chaque CCD la moyenne de la quantité $2.5 \log ADU_\mathcal{R} + I_{\rm denis}$:

$$\gamma_\mathcal{R}(ccd) = \langle 2.5 \log ADU_\mathcal{R} + I_{\rm denis} \rangle_{ccd} - \langle 2.5 \log ADU_\mathcal{R} + I_{\rm denis} \rangle_{ccd5} \tag{D.8}$$

Pour chaque CCD, la moyenne est réalisée sur environ 100 étoiles communes entre EROS et DENIS. Sur la figure D.3 les croix dans la colonne de gauche donnent, pour chaque CCD, les $\gamma_\mathcal{R}$ calculés par cette méthode pour une sélection d'images.

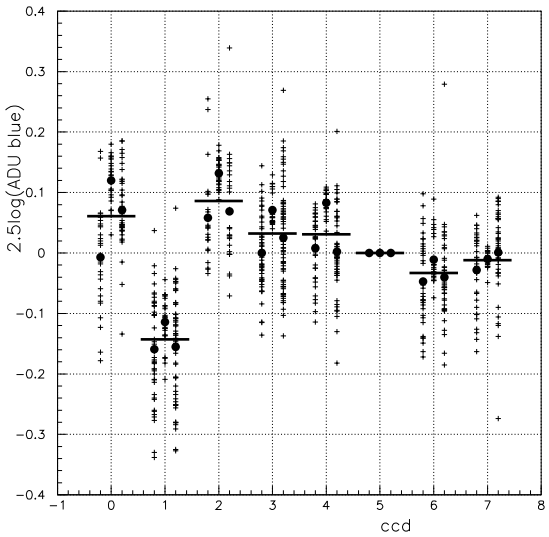


Fig. D.2 : Intercalibration des CCD EROS bleus. Pour chaque CCD de la mosaïque, on a représenté à gauche la calibration relative effectuée avec le catalogue USNO, à droite celle réalisée avec le catalogue DENIS ; au milieu à partir du fond de ciel local.

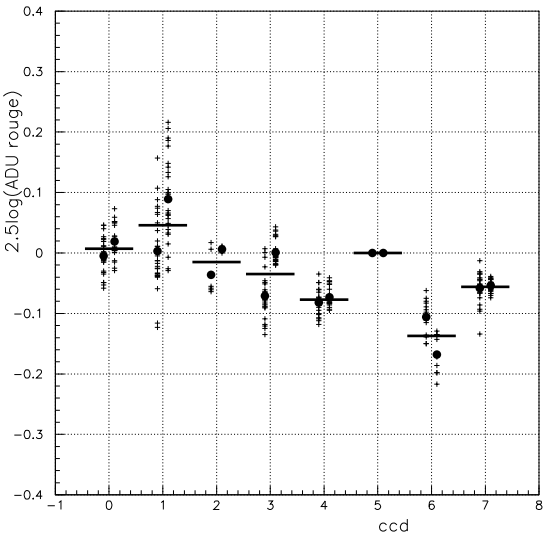


Fig. D.3 : Intercalibration des CCD EROS rouges. Le catalogue USNO n'ayant pas de magnitudes dans le rouge, on se sert ici uniquement du catalogue DENIS (à gauche), et du fond de ciel (à droite).

Les paramètres inter-CCD dans le bleu sont plus difficiles à déterminer avec des étoiles, car il n'y pas pas de catalogue photométrique couvrant une surface importante dans la bande V. Nous utilisons dans les magnitudes B et R du catalogue photographique USNO (§C.1) :

$$\begin{aligned}\gamma_{\mathcal{B}}(ccd) =&\langle 2.5\log ADU_{\mathcal{B}} + .75\cdot B_{\text{usno}} + .25\cdot R_{\text{usno}}\rangle_{ccd}\\ &-\langle 2.5\log ADU_{\mathcal{B}} + .75\cdot B_{\text{usno}} + .25\cdot R_{\text{usno}}\rangle_{ccd_5}\end{aligned} \tag{D.9}$$

Les moyennes sont faites sur environ 100 étoiles communes à EROS et à l'USNO. Les coefficients sont choisis au regard du fait que la quantité $2.5\log ADU_{\mathcal{B}} + .75\cdot B_{\text{usno}} + .25\cdot R_{\text{usno}}$ est empiriquement relativement indépendante de $B-R$. Sur la figure D.2, les croix dans la colonne de gauche donne, pour chaque CCD, les $\gamma_{\mathcal{B}}$ calculés par cette méthode sur une sélection d'images (une croix par image).

CCD	$\gamma_{\mathcal{R}}$	$\gamma_{\mathcal{B}}$
0	+0.007	+0.061
1	+0.046	-0.143
2	-0.015	+0.086
3	-0.035	+0.032
4	-0.077	+0.031
5	0.	0.
6	-0.137	-0.033
7	-0.056	-0.012

Tab. D.1 : Les constantes de calibration inter-CCD d'EROS, $\gamma(ccd)$, pour la bande rouge ($\gamma_{\mathcal{R}}$) et la bande bleue ($\gamma_{\mathcal{B}}$).

Finalement les bandes I et J de DENIS furent utilisées :

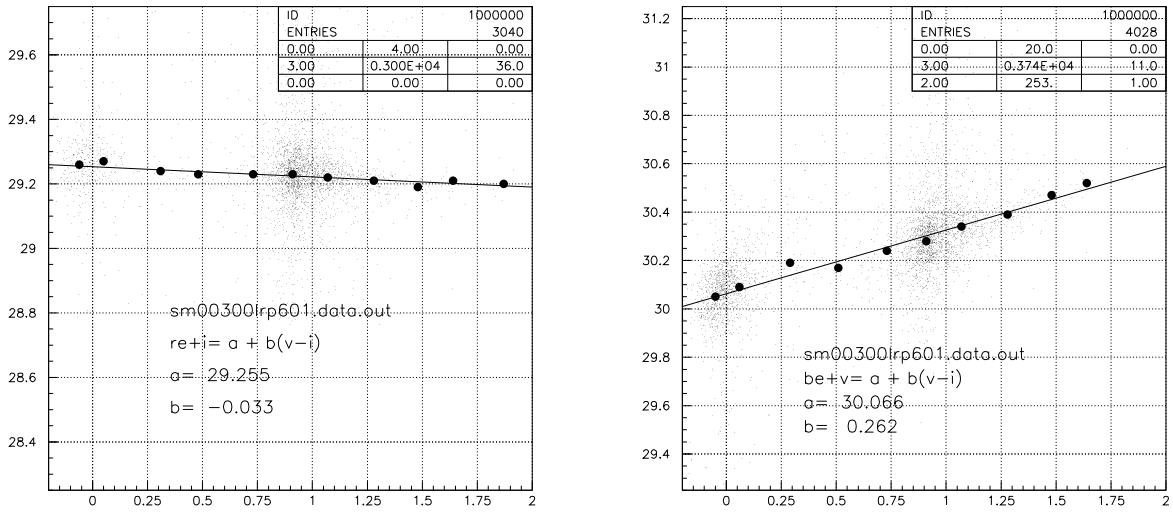
$$\begin{aligned}\gamma_{\mathcal{B}}(ccd) =&\langle 2.5\log ADU_{\mathcal{B}} + I_{\text{denis}} + 1.5(I-J)_{\text{denis}}\rangle_{ccd}\\ &-\langle 2.5\log ADU_{\mathcal{B}} + I_{\text{denis}} + 1.5(I-J)_{\text{denis}}\rangle_{ccd_5}\end{aligned} \tag{D.10}$$

où les moyennes sont réalisées sur environ 100 étoiles communes à EROS et DENIS. Le coefficient 1.5 est choisi car empiriquement la quantité $2.5\log ADU_{\mathcal{B}} + I_{\text{denis}} + 1.5(I-J)_{\text{denis}}$ est relativement

indépendante de $I - J$. Sur la figure D.2 les croix dans la colonne de droite donne les $\gamma_{\mathcal{B}}$ ainsi déterminés sur une sélection d'images (une croix par image).

Les γ pour chacunes des méthodes exposées ci-dessus sont moyennés, et leurs moyennes moyennées pour obtenir les paramétres du tableau D.1.

D.3 Les fonctions de couleur



(a) Pour la voie rouge.

(b) Pour la voie bleue.

FIG. D.4 : Exemples d'ajustements du terme de couleur en utilisant les étoiles d'Ogle superposées au catalogue de référence EROS pour un CCD d'un champ du SMC.

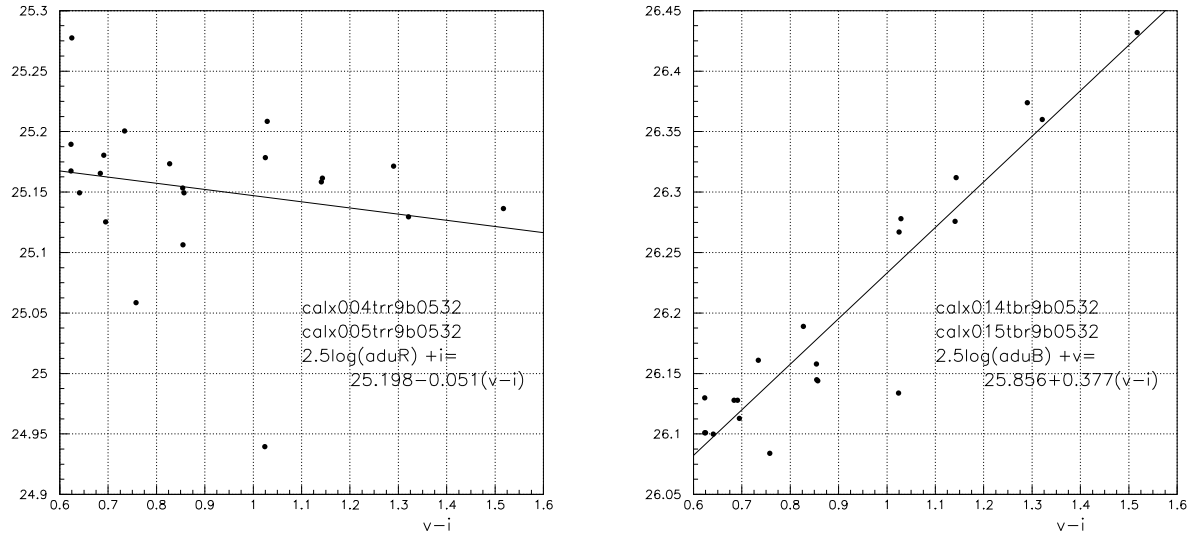
Les étoiles standards de Landolt sont utilisées pour déterminer les points zéro $\alpha_{5_{\mathcal{B}}}$ et $\alpha_{5_{\mathcal{R}}}$. Malheureusement la catalogue Landolt ne contient pas d'étoiles plus bleues que $V - I = 0.6$. Afin d'extrapoler à $V - I = 0$ (ce qui est nécessaire pour calibrer les supernovæ qui sont très bleues) nous utilisons les catalogues d'Ogle pour le SMC et le LMC pour mesurer les fonctions de couleur $\beta_{\mathcal{B},\mathcal{R}}$ pour $V - I < 0.8$. Un ajustement typique obtenu en superposant les étoiles Ogle à celles d'EROS est présenté sur les figures D.4. Pour un sous-ensemble d'images, on obtient les relations (figure D.6(a)) :

$$\beta_{\mathcal{R}}(V - I) = -0.036 \cdot (V - I) \qquad V - I < 0.8 \tag{D.11}$$

$$\beta_{\mathcal{B}}(V - I) = \ 0.264 \cdot (V - I) \qquad V - I < 0.8 \tag{D.12}$$

Le fait que $\beta_{\mathcal{B}}$ soit positif signifie que la bande passante $\widetilde{\mathcal{B}}_{\text{eros}}$ a une longueur d'onde effective entre celles de V et I ; et si $\beta_{\mathcal{R}}$ est légèrement négatif, c'est que $\widetilde{\mathcal{R}}_{\text{eros}}$ est légèrement plus bleu que I.

Pour $V - I > 0.8$ nous déterminons les fonctions $\beta_{\mathcal{B},\mathcal{R}}$ à l'aide des étoiles standards de Landolt. Les figures D.5 montrent un ajustement typique. On obtient, en assurant la continuité en $V - I = 0.8$



(a) Pour la voie rouge.

(b) Pour la voie bleue.

Fig. D.5 : Exemples d'ajustements du terme de couleur en utilisant les étoiles de Landolt superposées aux étoiles EROS (photométrie SExtractor). Les 21 étoiles sont réparties sur les CCD 4 et 5 ; celles sur le CCD 4 ont été alignées avec le CCD 5. Une correction de masse d'air de $0.05 \times (1.089 - 1)$ a été appliquée.

(figure D.6(b)) :

$$\beta_{\mathcal{R}}(V-I) = -0.044 \cdot (V-I) \qquad V-I > 0.8 \tag{D.13}$$

$$\beta_{\mathcal{B}}(V-I) = \ 0.348 \cdot (V-I) \qquad V-I > 0.8 \tag{D.14}$$

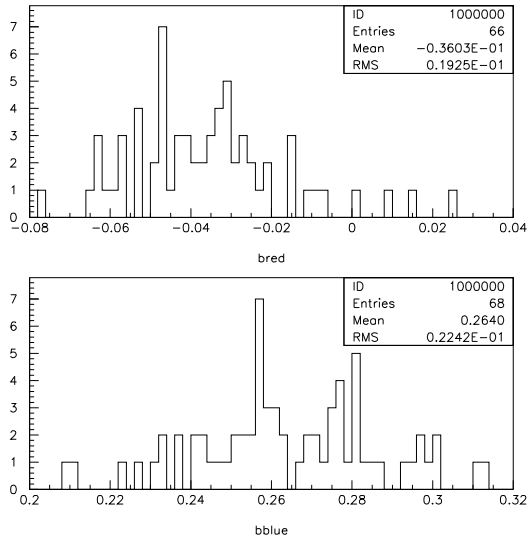
Notons que la pente bleue dans ce dernier cas est significativement différente de la pente pour $V-I < 0.8$ (D.12).

Les fonctions $\beta_{\mathcal{B},\mathcal{R}}$ peuvent s'exprimer en fonction d'autres couleurs que $V-I$ en utilisant des relations approchées entre les couleurs. D'après la figure D.7, on constate qu'avec une approximation raisonnable, $V-R \sim 0.5 \cdot (V-I)$ et $B-V \sim 0.85 \cdot (V-I)$ pour les étoiles de Landolt.

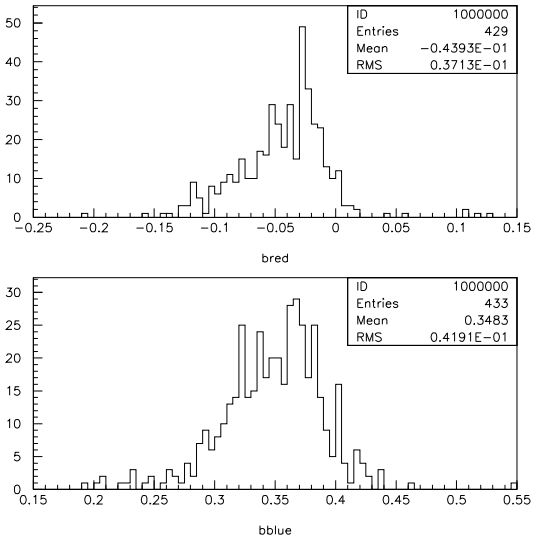
D.4 Le terme de couleur « théorique »

Nous pouvons « vérifier » la valeur du terme de couleur $\beta_{\mathcal{B}}$ à l'aide d'une bibliothèque de spectres stellaires (Gunn & Stryker 1983) que l'on convolut avec les profils des filtres standards et ceux des bandes passantes d'EROS (Regnault 2000). Les figures D.8 montrent que la relation $\mathcal{B}_{\rm eros} - V$ en fonction de $B-V$ ou $V-R$ n'est globalement pas linéaire : la pente (ou terme de couleur) diminue avec $B-V$ et $V-R$. Il se trouve que les étoiles Landolt, qui ont été utilisées pour obtenir le terme de couleur empirique, sont très rouges en moyenne ($B-V \sim 0.7$, $V-R \sim 0.5$, $V-I \sim 0.8$), ce qui conduit à une pente de 0.3 en $B-V$ (figure D.8). Les supernovæ, plus bleues en moyenne, correspondraient plutôt à un terme de couleur plus petit.

Nous garderons néanmoins la calibration telle qu'elle est effectuée avec les étoiles de Landolt. L'idéal serait de disposer d'un échantillon d'étoiles de calibration dans le domaine $B-V < 0.5$.



(a) Histogramme du terme de couleur pour la voie rouge (en haut) et pour la voie rouge (en bas) déterminé avec le catalogue Ogle.



(b) Histogramme du terme de couleur pour la voie rouge (en haut) et pour la voie rouge (en bas) déterminé avec le catalogue Landolt.

Fig. D.6 : Histogrammes des termes de couleur déterminés à l'aide du catalogue Ogle (à gauche) et à l'aide du catalogue Landolt (à droite).

D.5 Les points zéros

D.5.1 La dépendance en temps

On peut déterminer l'évolution dans le temps des points zéro à partir des coefficients d'absorption déterminés dans l'analyse standard des microlentilles du LMC et du SMS. La figure D.9 montre l'évolution temporelle relative de ces coefficients, pour chaque nuit, moyennés sur les champs du SMC ou du LMC. Notons que si l'absorption varie énormément sur la période de 6 ans présentée, en revanche, on n'observe aucune différence significative entre le bleu et le rouge.

D.5.2 À partir des étoiles de Landolt

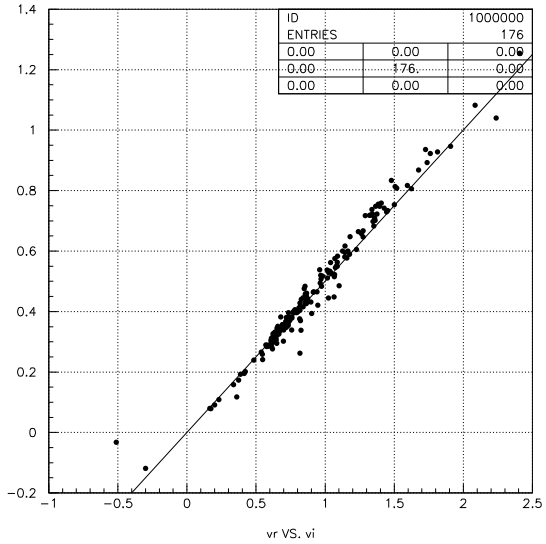
Les points zéro $\alpha_{5_\mathcal{B}}$ et $\alpha_{5_\mathcal{R}}$ sont déterminés en observant des champs Landolt, avec un temps de pose typique de 20 secondes. Les étoiles standards sont généralement éparpillées sur les CCD 4, 5, 6 et 7. Il existe très peu d'étoiles Landolt pour $V - I < 0.6$. Nous utilisons donc les étoiles de Landolt pour mesurer les points zéros pour $V - I = 0.8$ et en extrapolant à $V - I = 0$ avec les fonctions de couleur déterminées dans les Nuages de Magellan par Ogle, soit :

$$\alpha_{5_\mathcal{R}} = \alpha_{5_\mathcal{R}}(fit) + 0.8\beta_R(fit) - 0.8 \times (-0.036) \tag{D.15}$$

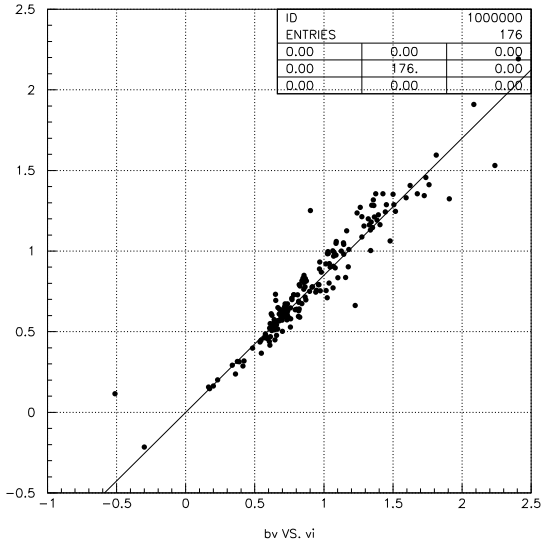
et

$$\alpha_{5_\mathcal{B}} = \alpha_{5_\mathcal{B}}(fit) + 0.8\beta_B(fit) - 0.8 \times (.264) \tag{D.16}$$

La valeur des points zéro $\alpha_{5_\mathcal{R}}$ et $\alpha_{5_\mathcal{B}}$ est représentée en fonction du temps sur les figures D.10 à D.11.

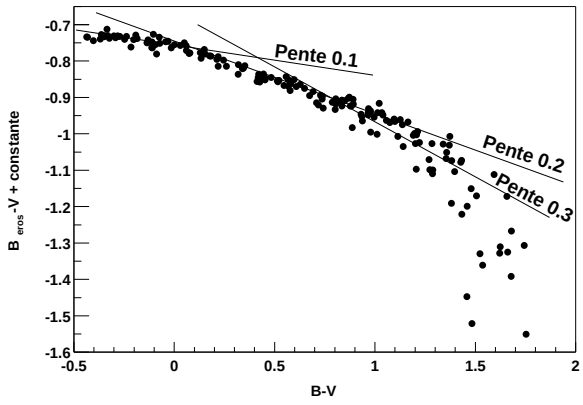


(a) La couleur $V - R$ en fonction de $V - I$. La droite a une pente de 0.5.

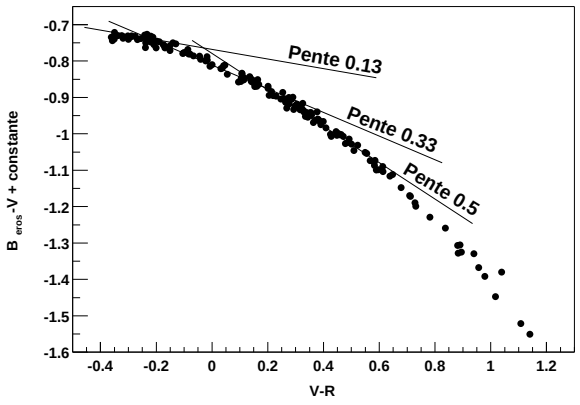


(b) La couleur $B - V$ en fonction de $V - I$. La droite a une pente de 0.85.

Fig. D.7 : Relation entre différentes couleurs des étoiles de Landolt.



(a) Expression de $\mathcal{B}_{\rm eros} - V$ en fonction de $B - V$.



(b) Expression de $\mathcal{B}_{\rm eros} - V$ en fonction de $V - R$.

Fig. D.8 : Évolution de $\mathcal{B}_{\rm eros} - V$ en fonction des couleurs standards $B - V$ et $V - R$; celle-ci n'est pas linèaire dans le domaine qui nous intéresse ($V - R < 0.5$ et $B - V < 1$).

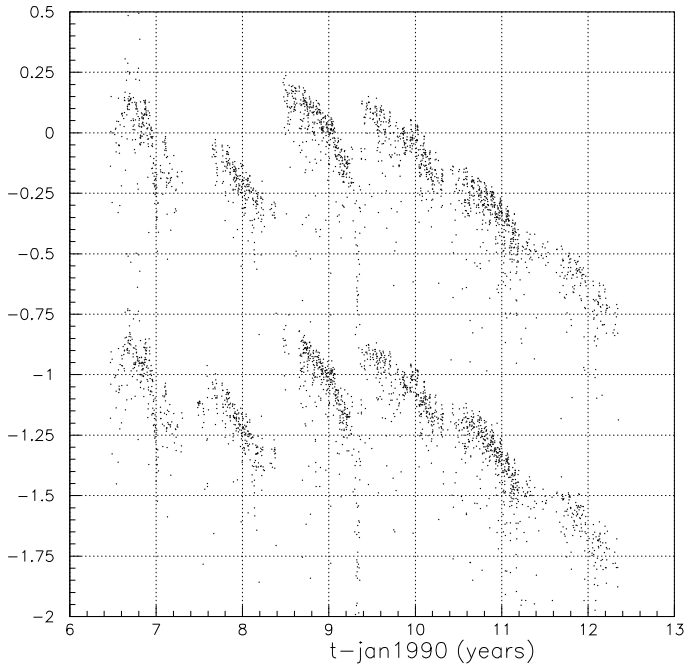
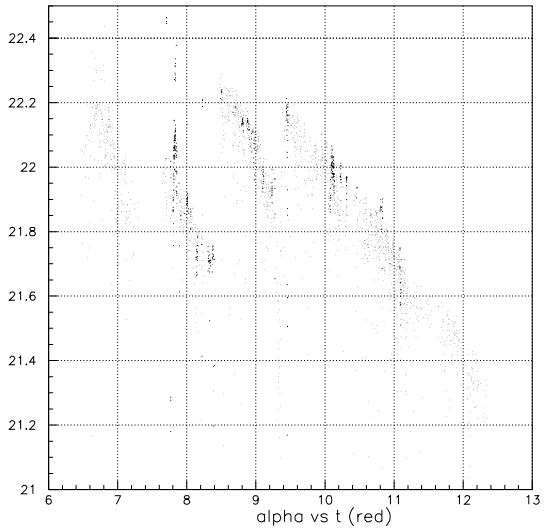
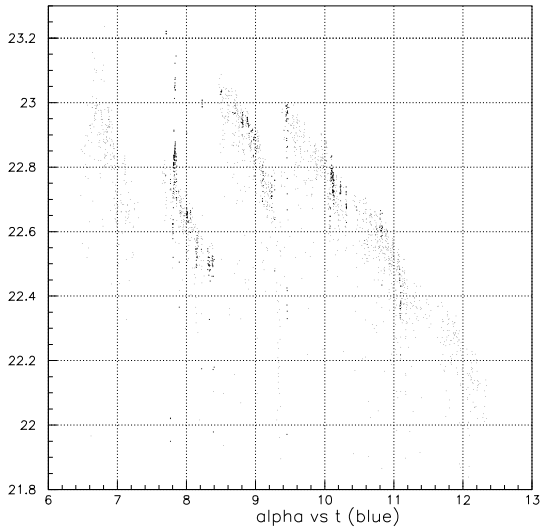


Fig. D.9 : Évolution temporelle (en années depuis le 1er Janvier 1990) relative du point zéro tel qu'il est déterminé à partir des coefficients d'alignement photométriques pour le SMC et une partie des champs du LMC. Chaque point représente la moyenne pour une nuit de tous les champs du SMC ou du LMC, après avoir éliminer les points pathologiques (les CCD instables rouges 2 et 6 n'ont pas été pris en compte). L'ordonnée donne $-2.5\log(\text{absorption}) +$ constante, la constante étant choisie de manière à ce que les nuages de points passent par 0 pour le bleu et -1 pour le rouge. Remarquons que la re-aluminisation du miroir du télescope en Juin 1998 apparaît clairement.

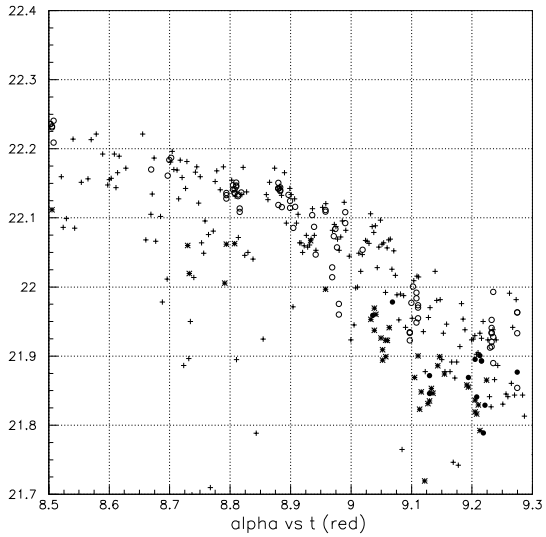


(a) EROS rouge $\alpha_{\mathcal{R}(t)}$.

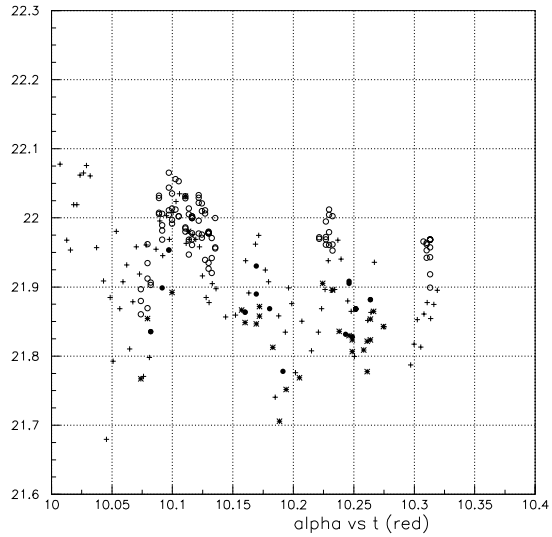


(b) EROS bleu $\alpha_{\mathcal{B}(t)}$.

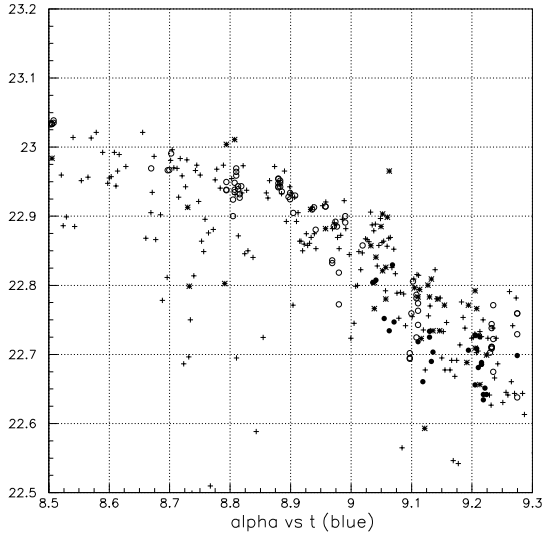
Fig. D.10 : Évolution temporelle (en années depuis le 1er Janvier 1990) des points zéro $\alpha_{\mathcal{R}(t)}$ et $\alpha_{\mathcal{B}(t)}$. Les points gras proviennent des champs Landolt. Les petits points sont issus des coefficient d'absorption du SMC et du LMC, ajustés sur les points Landolt.



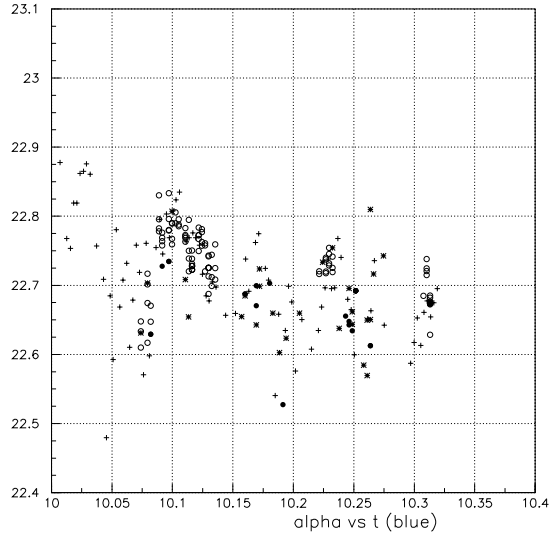
(a) EROS rouge $\alpha_{\mathcal{R}(t)}$: gros plan sur la période de recherche de supernovæ de 1999.



(b) EROS rouge $\alpha_{\mathcal{R}(t)}$: gros plan sur la période de recherche de supernovæ de 2000.



(c) EROS bleu $\alpha_{\mathcal{B}(t)}$: gros plan sur la période de recherche de supernovæ de 1999.



(d) EROS rouge $\alpha_{\mathcal{B}(t)}$: gros plan sur la période de recherche de supernovæ de 2000.

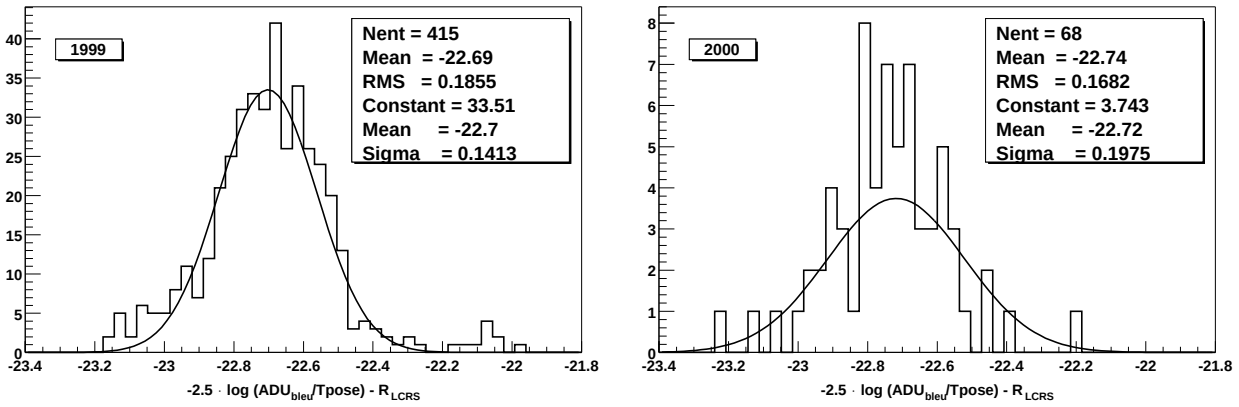
Fig. D.11 : Évolution temporelle (en années depuis le 1er Janvier 1990) des points zéro $\alpha_{\mathcal{R}(t)}$ et $\alpha_{\mathcal{B}(t)}$, pendant les recherches de supernovæ de 1999 et 2000. Les cercles proviennent des champs Landolt, les disques noirs sont issus des étoiles secondaires de calibration des supernova suivies par le SCP en 1999. Les croix sont les coefficients d'absorption du SMC et du LMC décalés verticalement afin de s'ajuster sur les points Landolt.

D.6 Calibration des magnitudes pour les galaxies

Les champs de recherche ayant un certain recouvrement avec les champs du LCRS (voir §C.3), nous utilisons les galaxies de ce catalogue, qui ont une magnitude R_c *isophotale*, pour calibrer la photométrie des galaxies d'EROS. Nous ne disposons pas de flux dans plusieurs bandes pour ce faire : on ne peut donc déterminer un terme de couleur. Néanmoins, la figure D.12 donne le point zéro par rapport à la magnitude R_{lcrs} qui est une magnitude R_c isophotale, avec une dispersion acceptable :

$$\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} - R_{\rm lcrs} = -22.7$$

Lin et al. (1996) estiment que leur magnitude sous-estime le flux total de 25 %, soit $R_c = R_{\rm lcrs} - 0.25$.



(a) $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} - R_{\rm lcrs}$ (1999).

(b) $\widetilde{\mathcal{B}}_{\rm eros} - R_{\rm lcrs}$ (2000).

Fig. D.12 : Calibration du flux EROS des galaxies à l'aide du catalogue LCRS.

Annexe E

Couleurs d'étoiles et couleurs de supernovæ

Nous avons calibré la photométrie des images EROS dans l'annexe D, mais essentiellement pour des étoiles. Or nous utilisons la calibration stellaire ainsi obtenue pour des supernovæ (§8.4.3). Est-ce bien raisonnable ?

E.1 Des « magnitudes » semi-théoriques

Pour étudier cela nous disposons des patrons de spectres de SN Ia pour un grand nombre de phases (Nugent et al. 2002) (de -19 jours à +70 jours du maximum de lumière), et d'une bibliothèque de spectres stellaires, couvrant tous les types spectraux et classes de luminosité (Gunn & Stryker 1983). Nous convoluons ces différents spectres avec les profils des filtres standards et des bandes passantes d'EROS (Regnault 2000) pour obtenir des magnitudes non calibrées en flux :

$$m_T = -2.5 \cdot \log \int T(\lambda) \mathcal{F}_{*,\mathrm{sn}}(\lambda)\ d\lambda$$

où $\mathcal{F}$ est le spectre de l'étoile ou de la supernova considérée ; T est le profil du filtre souhaité. Dans ce qui suit, $m_T \in \{\mathcal{B}_{\mathrm{eros}}, B, V, R\}$.

Les magnitudes ainsi calculées diffèrent de vraies magnitudes par une constante qui dépend du filtre T.

E.2 Une calibration stellaire pour des supernovæ

Nous souhaitons vérifier que l'on peut utiliser des étoiles pour calibrer photométriquement des supernovæ à l'aide des bandes standards B et V d'une part, V et R d'autre part. Pour ce faire, nous déterminons pour chaque phase de supernova, l'étoile telle que la quantité :

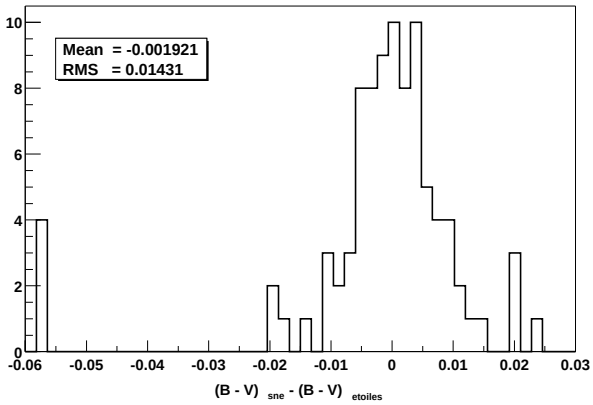
$$-2.5 \cdot \log \frac{\int T_{C_1}(\lambda)\mathcal{F}_{\mathrm{sn}}(\lambda)\ d\lambda}{\int T_{C_2}(\lambda)\mathcal{F}_{\mathrm{sn}}(\lambda)\ d\lambda} + 2.5 \cdot \log \frac{\int T_{C_1}(\lambda)\mathcal{F}_{*}(\lambda)\ d\lambda}{\int T_{C_2}(\lambda)\mathcal{F}_{*}(\lambda)\ d\lambda} = (C_1 - C_2)_{\mathrm{sn}} - (C_1 - C_2)_{*} \qquad \text{(E.1)}$$

soit minimale ; les couples (C_1, C_2) représentant (B, V) ou (V, R). La quantité (E.1) est tracée sur les figures E.1. L'écart entre la couleur des supernovæ et celle des étoiles y est de l'ordre de 1 %.

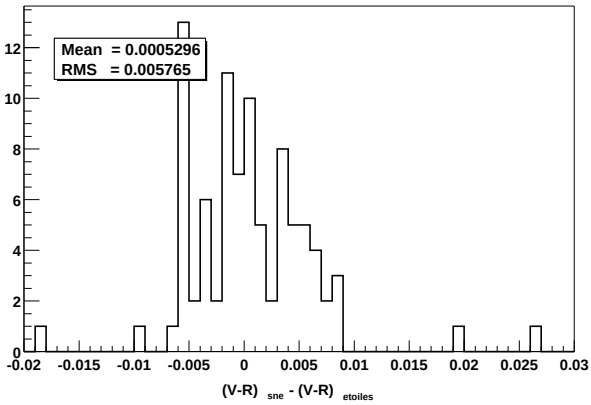
Ainsi, l'écart entre le flux EROS des supernovæ et celui des étoiles peut être quantifié selon :

$$-2.5 \cdot \log \frac{\int T_{\mathcal{B}_{\rm eros}}(\lambda)\mathcal{F}_{\rm sn}(\lambda)\ d\lambda / \int T_V(\lambda)\mathcal{F}_{\rm sn}(\lambda)\ d\lambda}{\int T_{\mathcal{B}_{\rm eros}}(\lambda)\mathcal{F}_{*}(\lambda)\ d\lambda / \int T_V(\lambda)\mathcal{F}_{*}(\lambda)\ d\lambda}\Bigg|_{(C_1-C_2)} = (\widehat{\mathcal{B}}_{\rm eros} - V)_{\rm sn} - (\widehat{\mathcal{B}}_{\rm eros} - V)_{*} \quad \text{(E.2)}$$

Cette expression est représentée sur les figures E.2 avec les étoiles vérifiant la relation (E.1) pour $B-V$ et pour $V-R$. On déduit des figures E.2(a) et E.2(b) que l'on peut calibrer la photométrie

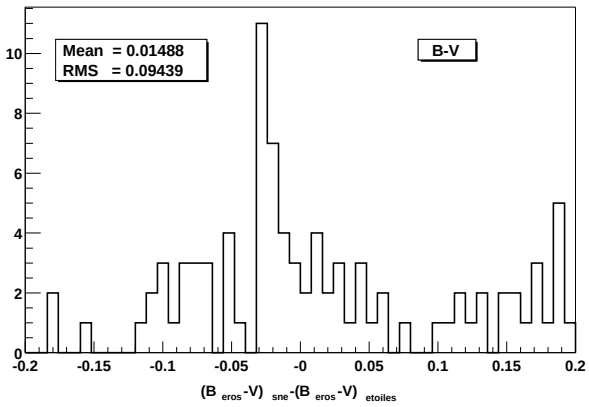


(a) Histogramme de la quantité $(B-V)_{\rm sn} - (B-V)_{*}$.

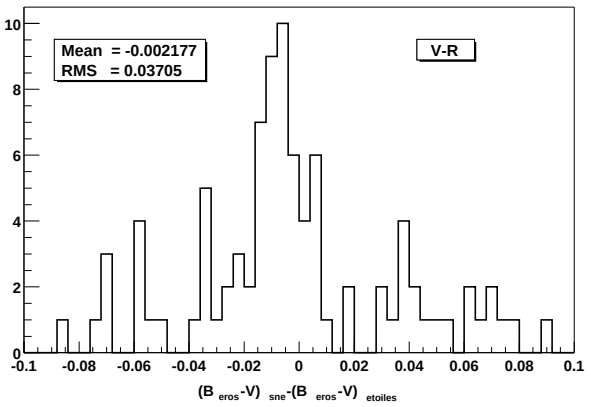


(b) Histogramme de la quantité $(V-R)_{\rm sn} - (V-R)_{*}$.

Fig. E.1 : Écart entre la couleur des supernovæ et celle des étoiles choisies d'après (E.1).



(a) Pour les étoiles dont la couleur $(B-V)$ est proche de celle des supernovæ.



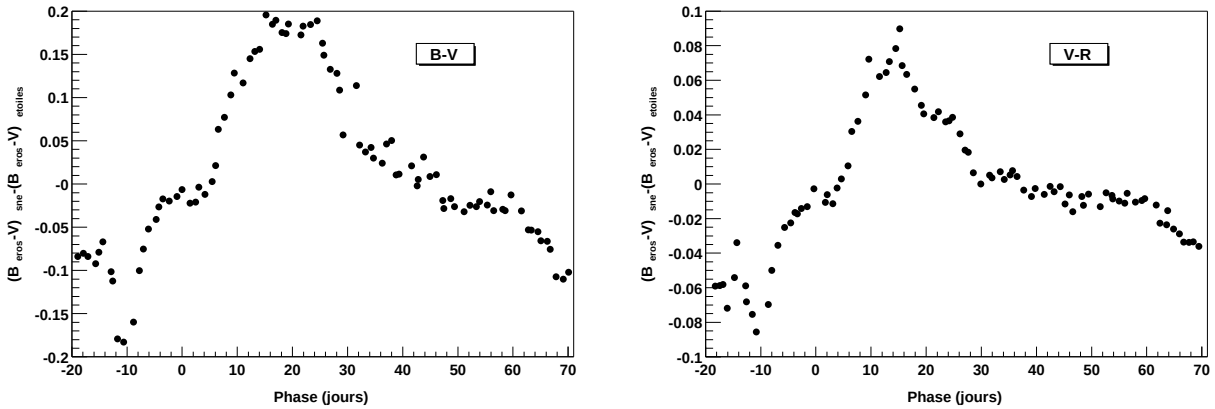
(b) Pour les étoiles dont la couleur $(V-R)$ est proche de celle des supernovæ.

Fig. E.2 : Histogramme de la quantité $(\widehat{\mathcal{B}}_{\rm eros} - V)_{\rm sn} - (\widehat{\mathcal{B}}_{\rm eros} - V)_{*}$.

des supernovæ avec des étoiles, et ce avec une relativement grande précision en $V-R$ (la dispersion est alors inférieure à 4 %), et avec une précision moindre de 10 % en $B-V$.

Cette dispersion provient du fait que au cours de son évolution, la couleur d'une supernova s'écarte plus ou moins de la couleur des étoiles, comme le montrent les figures E.3. Au pire, on fait

une erreur de 20 % (avec la couleur $B-V$, et seulement de 8 % avec $V-R$) sur la calibration des supernovæ découvertes entre 10 et 20 jours après leur maximum de lumière (un peu moins de 20 % des évènements sont concernés — voir figure 8.40, page 147).



(a) Pour $B-V$.

(b) Pour $V-R$.

FIG. E.3 : Évolution de l'écart entre couleur de supernova et couleur d'étoile (quantifié par $(\widehat{\mathcal{B}}_{\rm eros}-V)_{\rm sn}-(\widehat{\mathcal{B}}_{\rm eros}-V)_{*}$) avec la phase de la supernova.

Annexe F

La pente des comptages de galaxies

Le nombre N de galaxies par unité de magnitude m s'exprime selon :

$$f(m) = \frac{dN}{dm} = \int_0^\infty \frac{dN}{dmdz} dz = \int_0^\infty \frac{dV_c}{dzd\Omega}(z) \frac{dN}{dMdV_c}(z, M) dz \tag{F.1}$$

où $dV_c/(dzd\Omega)$ est le volume comobile par unité de décalage vers le rouge z et d'angle solide Ω, et $\Phi(m, z) = dN/(dMdV_c)$ est la fonction de luminosité des galaxies (voir §5.1.3)

À partir de l'expression (A.14) pour un Univers plat dans l'approximation des petits décalages spectraux, et de la fonction de Schechter (5.2) représentant la fonction de luminosité des galaxies, on obtient :

$$\begin{aligned} f(m) = (0.4 \ln 10)\Phi^* \cdot \left(\frac{c}{R_o H_o}\right)^3 \times \\ \int_0^{+\infty} z^2 \cdot e^{-0.4(\alpha+1)(M-M^*)\ln 10} \cdot e^{-e^{-0.4(M-M^*)\ln 10}} \, dz \end{aligned} \tag{F.2}$$

Nous cherchons la pente logarithmique des comptages de galaxie à petit redshift, soit la quantité :

$$\frac{d \log N}{dm} = \frac{1}{\ln 10} \cdot \frac{1}{f} \cdot \frac{df}{dm} \tag{F.3}$$

Posons :

$$\begin{aligned} A &= (0.4 \ln 10)\Phi^* \cdot \left(\frac{c}{R_o H_o}\right)^3 \\ B &= B(m) = (M - M^*) \cdot \ln 10 = \left(m - 5 \log \frac{c}{100} + 5 \log h - 25 - M^*\right) \cdot \ln 10 \\ D &= D(m) = \exp(-0.4 \cdot B(m)) \end{aligned}$$

On obtient ainsi :

$$f(m) = A \cdot D^{\alpha+1} \cdot \int_0^{+\infty} dz \cdot z^{2(\alpha+2)} \exp(-Dz^2) \tag{F.4}$$

Dérivons cette expression par rapport à m :

$$\begin{aligned} \frac{df}{dm} = (0.4 \ln 10) A \cdot D^{\alpha+1} \cdot \Bigg[-(\alpha+1) \int_0^{+\infty} dz \cdot z^{2(\alpha+2)} \exp(-Dz^2) \\ + D \cdot \int_0^{+\infty} dz \cdot z^{2(\alpha+3)} \exp(-Dz^2) \Bigg] \end{aligned} \tag{F.5}$$

En divisant (F.5) par (F.4), on obtient l'expression de (F.3) :

$$\frac{d\log N}{dm} = 0.4 \cdot \left[-(\alpha+1) + D \cdot \frac{\int_0^{+\infty} dz \cdot z^{2(\alpha+3)} \exp(-Dz^2)}{\int_0^{+\infty} dz \cdot z^{2(\alpha+2)} \exp(-Dz^2)} \right] \tag{F.6}$$

En posant :

$$I_n^D = \int_0^{+\infty} dz \cdot z^{2(\alpha+n)} \exp(-Dz^2) \tag{F.7}$$

(F.6) devient :

$$\frac{d\log N}{dm} = 0.4 \cdot \left[-(\alpha+1) + D \cdot \frac{I_3^D}{I_2^D} \right] \tag{F.8}$$

Or en faisant le changement de variable $z^2 \rightarrow x$, on obtient :

$$I_n^D = \frac{1}{2} \cdot \int_0^{+\infty} dx \cdot x^{\alpha+n-\frac{1}{2}} \exp(-Dx) \tag{F.9}$$

intégrale tabulée sous la forme (Gradshteyn & Ryzhik 1980) :

$$\int_0^{+\infty} dx \cdot x^{\nu-1} \exp(-\mu x) = \frac{1}{\mu^\nu} \cdot \Gamma(\nu) \qquad \mathrm{Re}(\nu) > 0, \quad \mathrm{Re}(\mu) > 0 \tag{F.10}$$

Ainsi, (F.8) devient :

$$\frac{d\log N}{dm} = 0.4 \cdot \left[-(\alpha+1) + D \cdot \frac{D^{\alpha+\frac{1}{2}+2}}{D^{\alpha+\frac{1}{2}+3}} \cdot \frac{\Gamma(\alpha+\frac{1}{2}+3)}{\Gamma(\alpha+\frac{1}{2}+2)} \right] \tag{F.11}$$

Et comme $\Gamma(1+x) = x \cdot \Gamma(x)$, on obtient finalement :

$$\boxed{\frac{d\log N}{dm} = 0.6} \tag{F.12}$$

Ainsi la pente des comptages de galaxies à petit décalage vers le rouge est une constante mathématique !

Annexe G

Les spectres des supernovæ détectées

G.1 Les supernovæ de 1999

Les spectres des supernovæ trouvées en 1999 ont été obtenus grâce au temps de télescope du *Supernova Comsology Project*. Ils ont été réduis par l'équipe de Stockholm.

Les spectres présentés ici (figures G.1 à G.15) ont été lissés à l'aide d'un filtre de Savitzky-Golay[1] (Press et al. 1993).

Seuls les spectres de SN 1999ad, SN 1999ag et SN 1999aj manquent à l'appel.

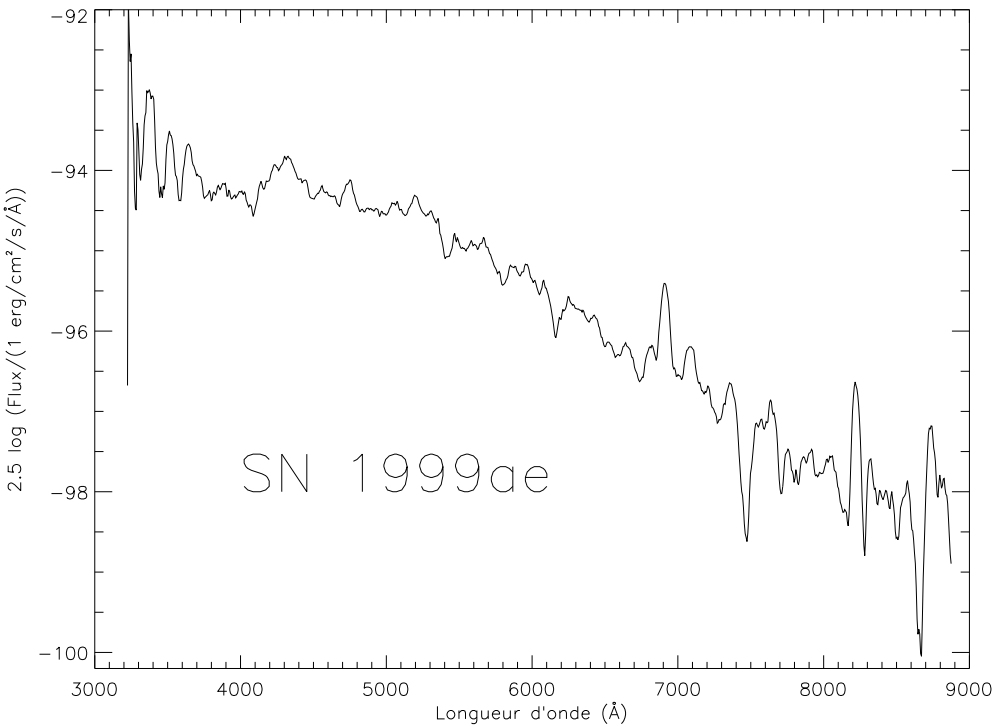


Fig. G.1 : Spectre de SN 1999ae obtenu le 13 Février 1999 au NOT.

[1] En utilisant la routine IDL *poly_smooth* de la bibliothèque « Astronomy User » (http ://idlastro.gsfc.nasa.gov/ftp/pro/math/poly_smooth.pro).

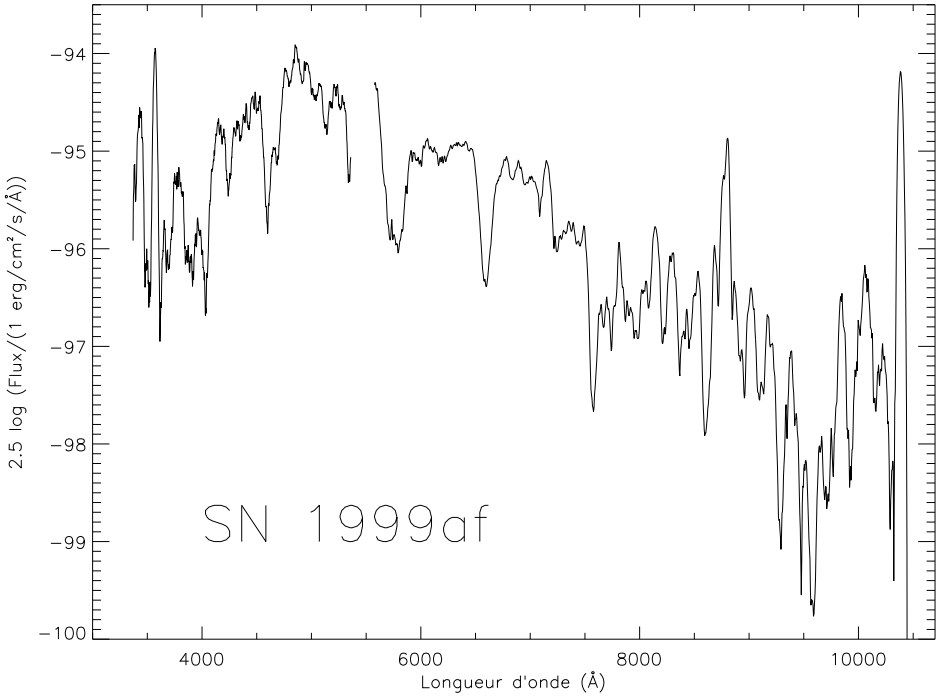


Fig. G.2 : Spectre de SN 1999af obtenu le 23 Février 1999 au Lick 3m.

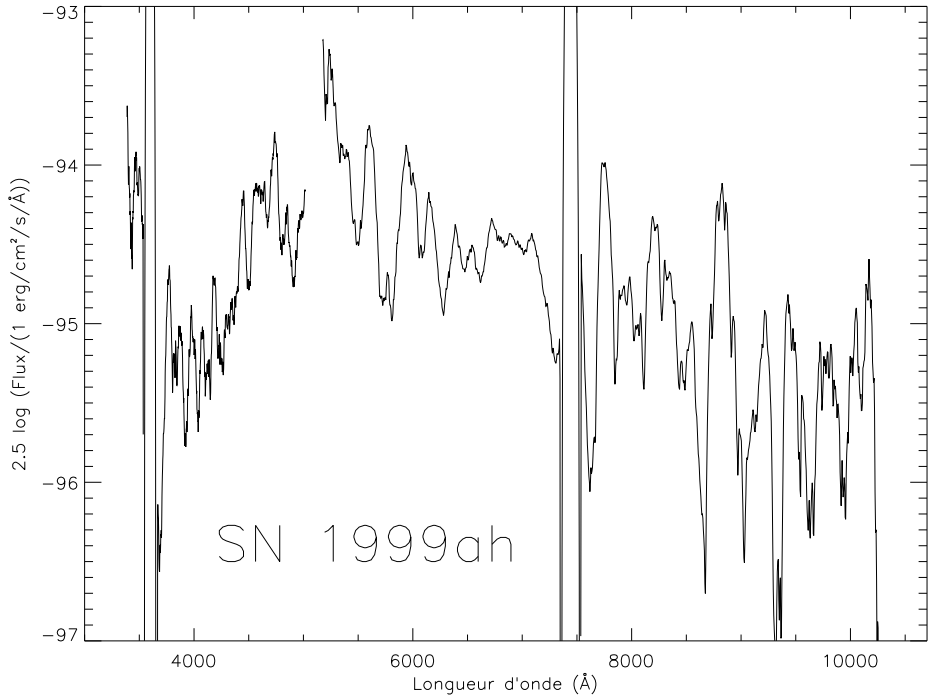


Fig. G.3 : Spectre de SN 1999ah obtenu le 23 Février 1999 au Lick 3m.

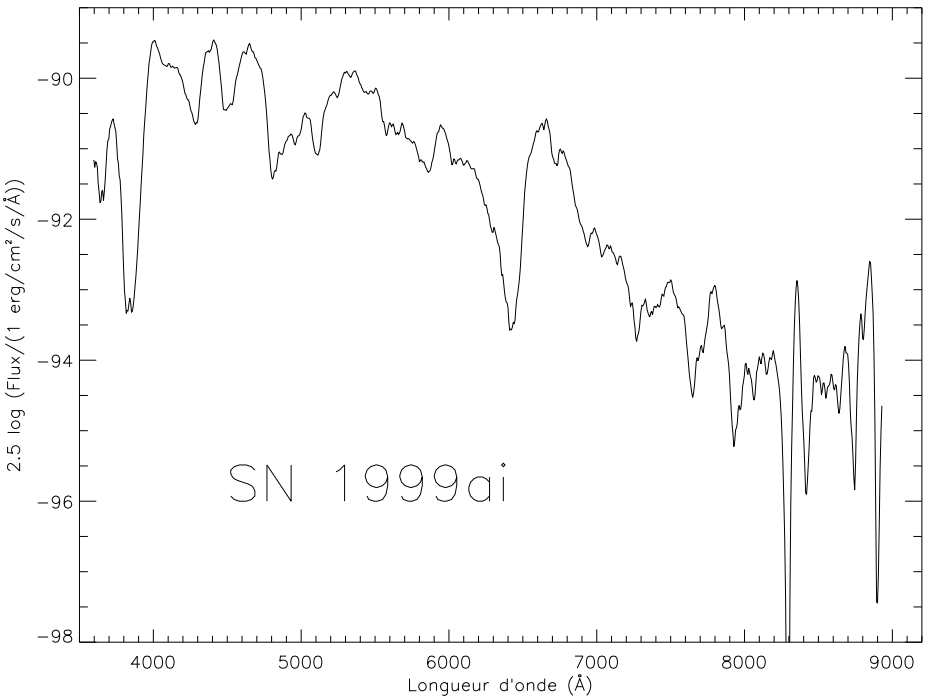


Fig. G.4 : Spectre de SN 1999ai obtenu le 21 Février 1999 au NOT.

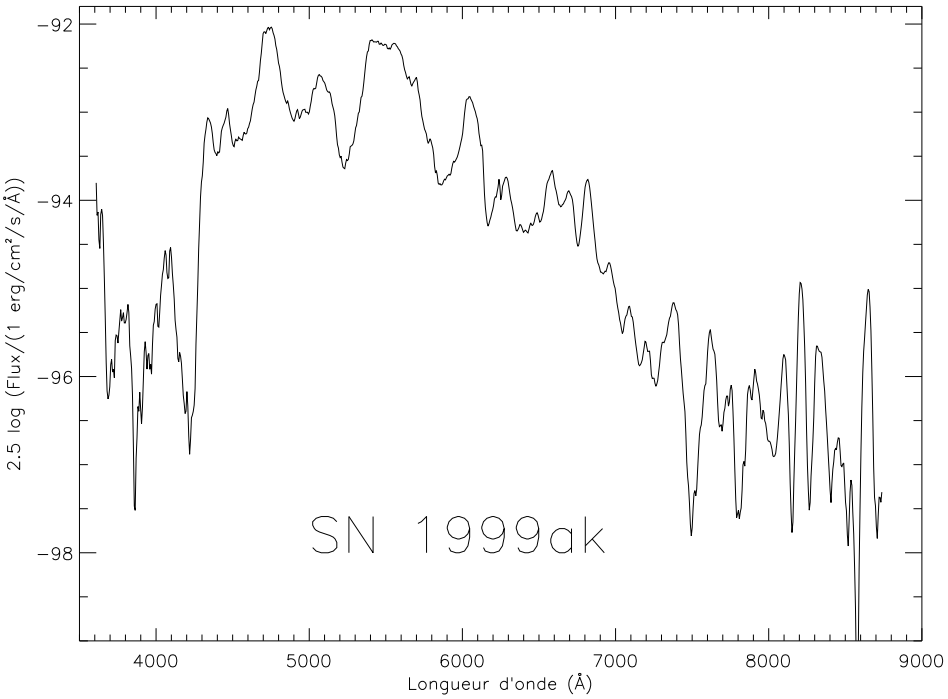


Fig. G.5 : Spectre de SN 1999ak obtenu le 21 Février 1999 au NOT.

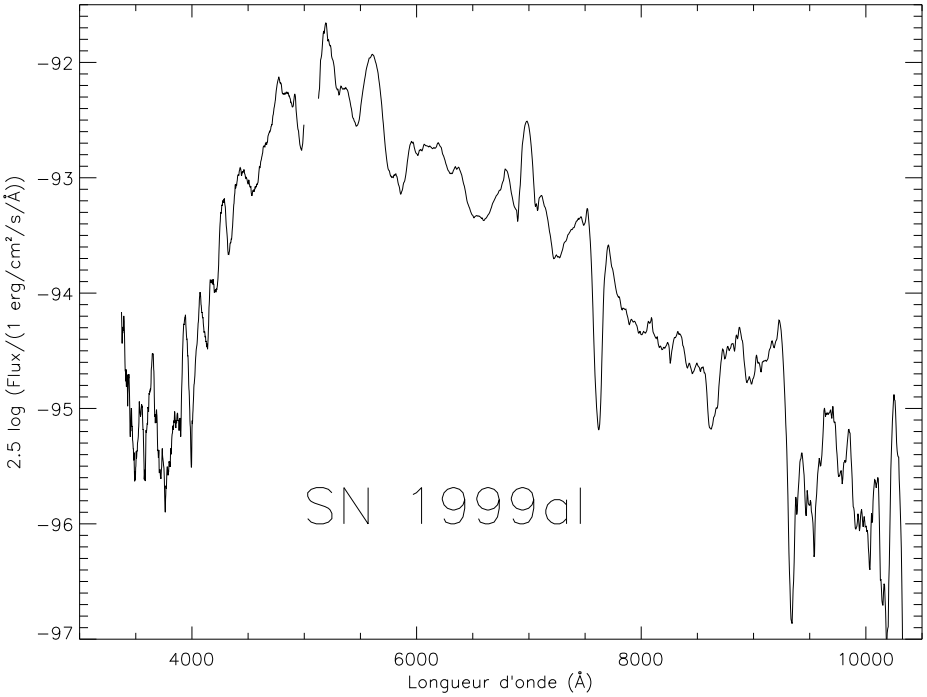


Fig. G.6 : Spectre de SN 1999al obtenu le 23 Février 1999 au Lick 3m.

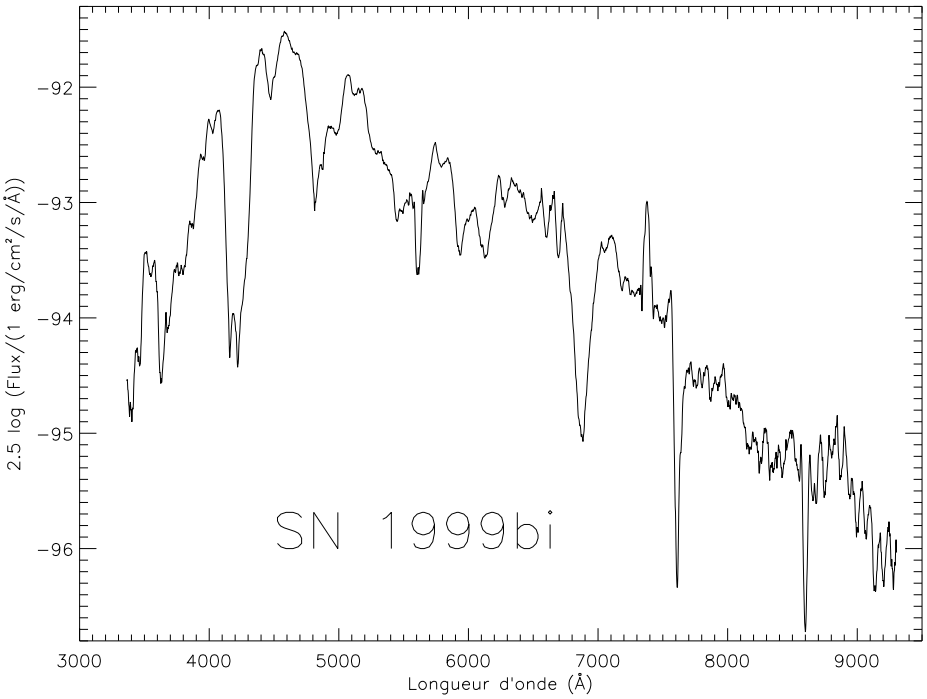


Fig. G.7 : Spectre de SN 1999bi obtenu le 15 Mars 1999 au CTIO 4m.

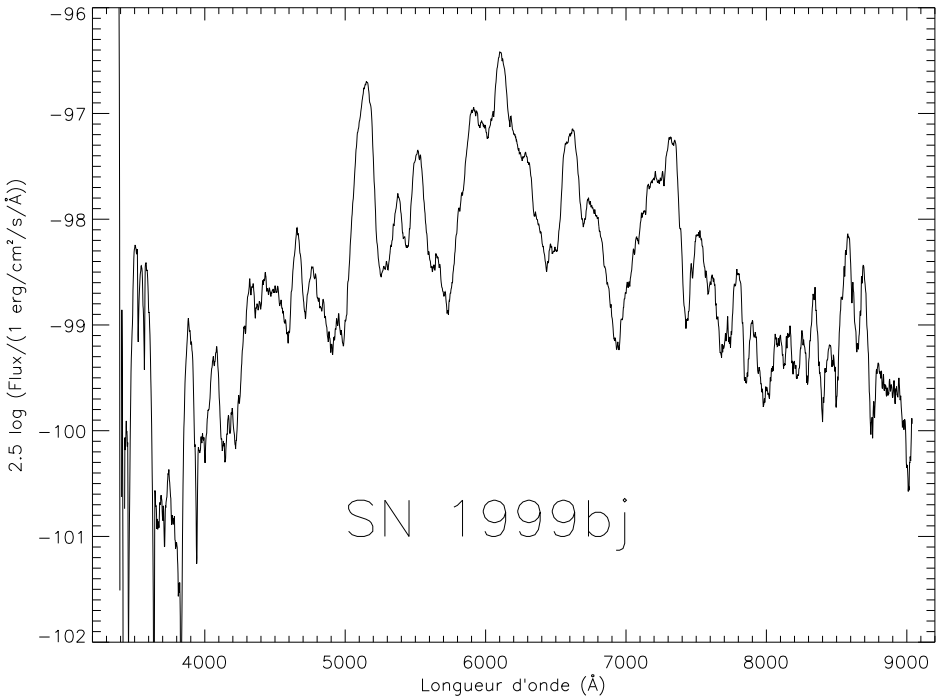


Fig. G.8 : Spectre de SN 1999bj obtenu le 15 Mars 1999 au CTIO 4m.

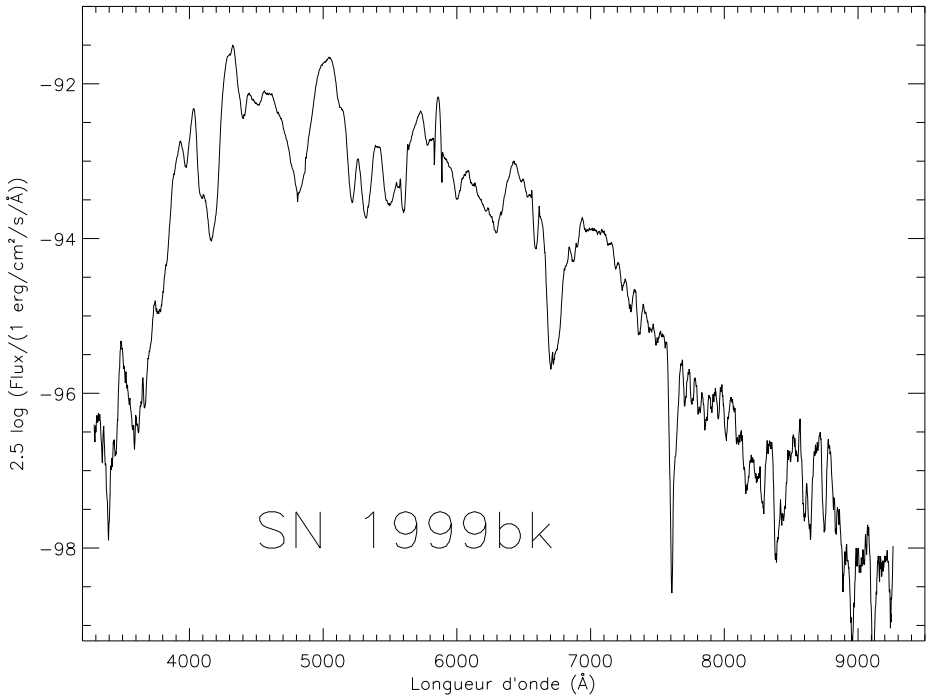


Fig. G.9 : Spectre de SN 1999bk obtenu le 21 Mars 1999 au CTIO 4m.

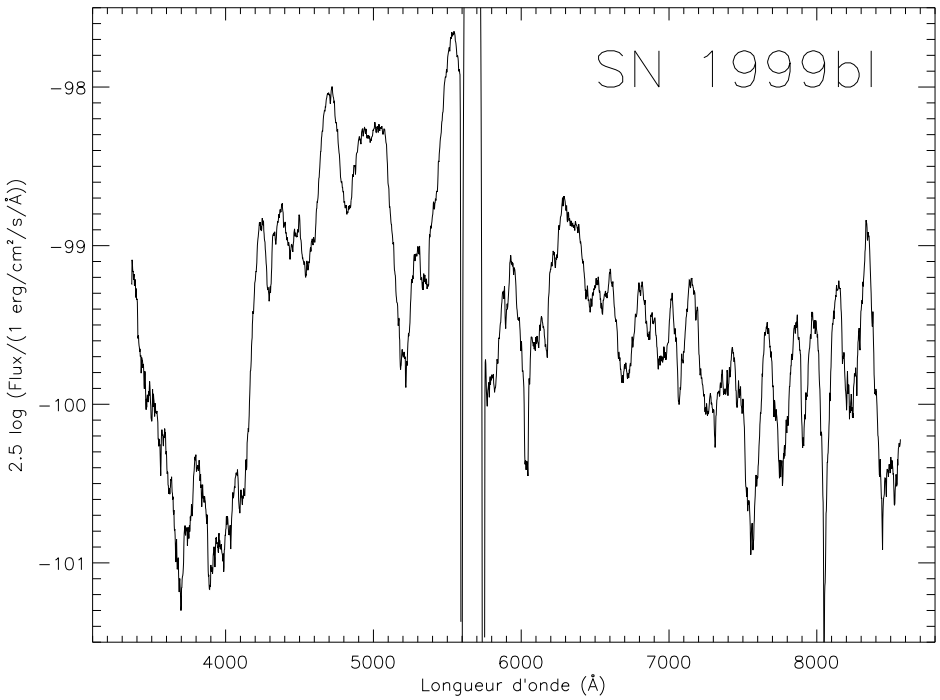


Fig. G.10 : Spectre de SN 1999bl obtenu le 24 Mars 1999 au CTIO 4m.

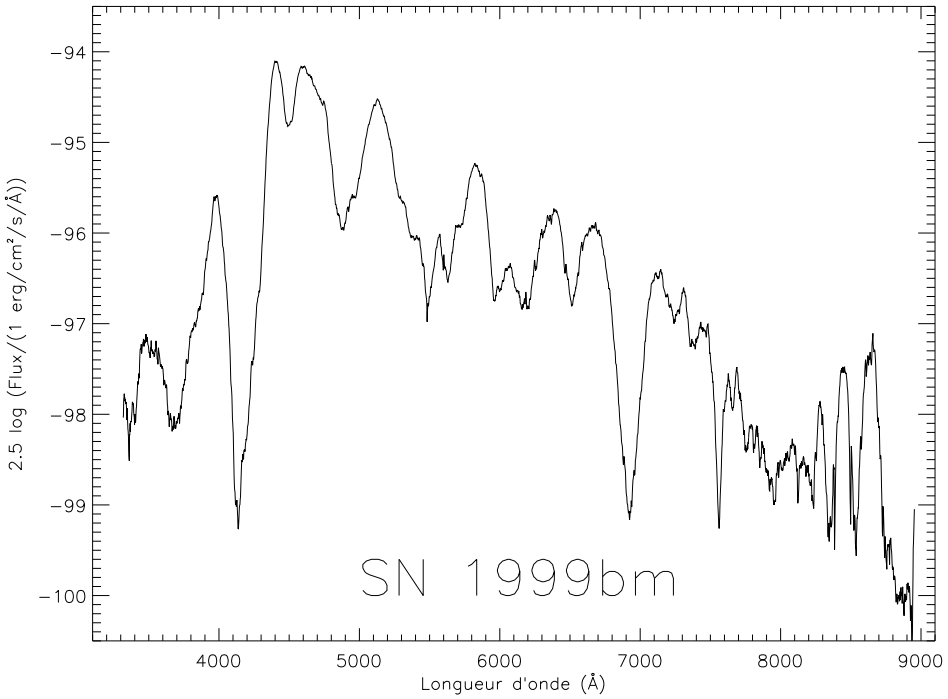


Fig. G.11 : Spectre de SN 1999bm obtenu le 21 Mars 1999 au CTIO 4m.

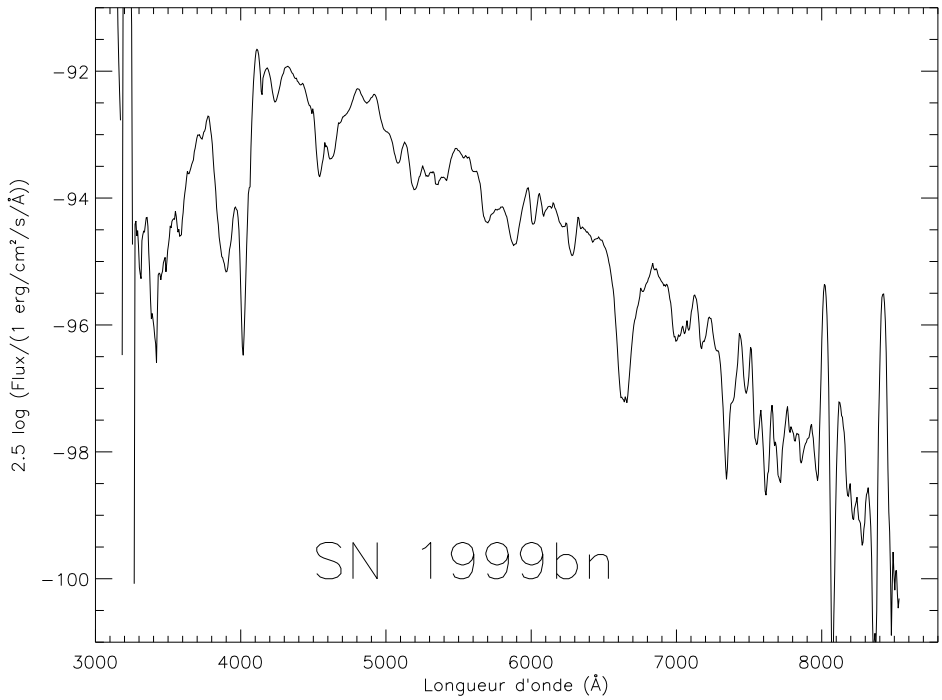


Fig. G.12 : Spectre de SN 1999bn obtenu le 23 Mars 1999 au NOT.

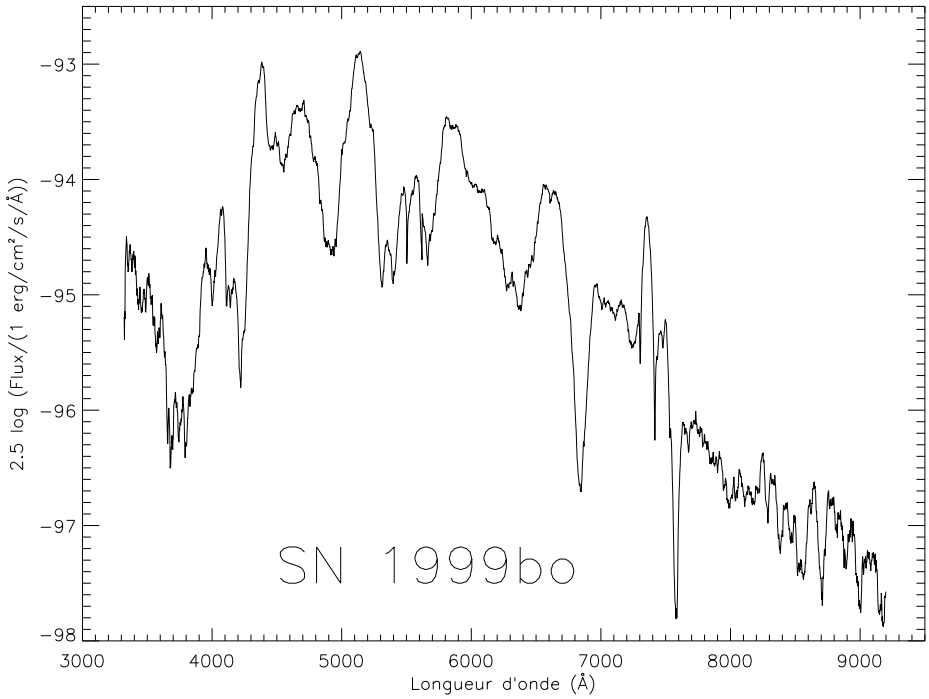


Fig. G.13 : Spectre de SN 1999bo obtenu le 29 Mars 1999 au CTIO 4m.

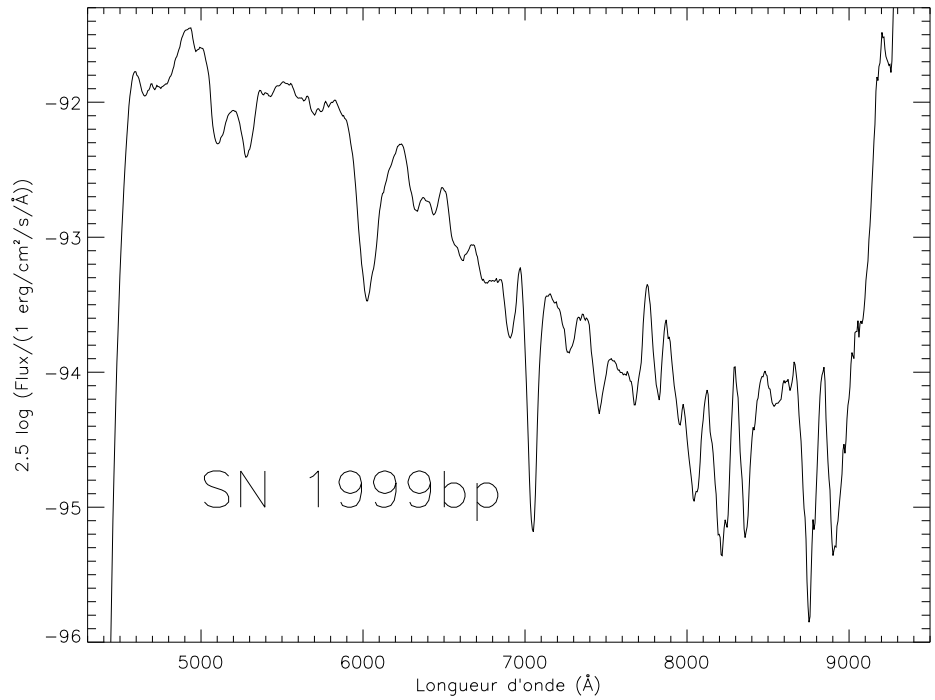


Fig. G.14 : Spectre de SN 1999bp obtenu le 23 Mars 1999 au NOT.

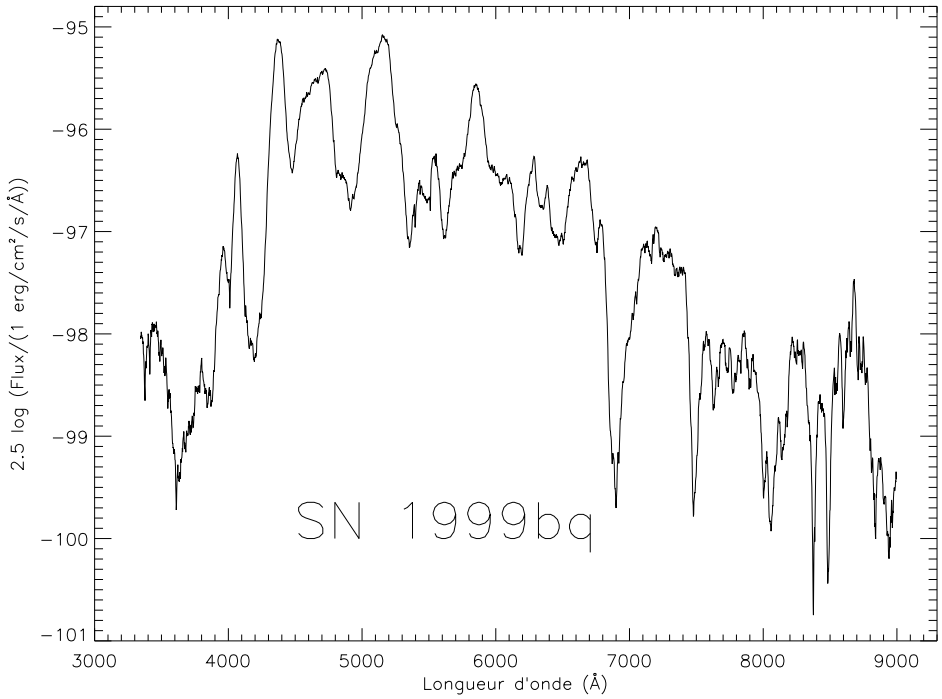


Fig. G.15 : Spectre de SN 1999bq obtenu le 24 Mars 1999 au CTIO 4m.

G.2 Les supernovæ de 2000

Les supernovæ trouvées au printemps 2000 ont été observées spectroscopiquement essentiellement au télescope de 4.2 m William Herschel (WHT) à l'observatoire de El Roque de los Muchachos sur l'île de la Palma aux Canaries.

Les spectres sont présentés ici non lissés, ce sont les spectres originaux qui ont servi à la confirmation du candidat. Ils ne sont pas calibrés en flux, contrairement à ceux exposés au paragraphe précédent.

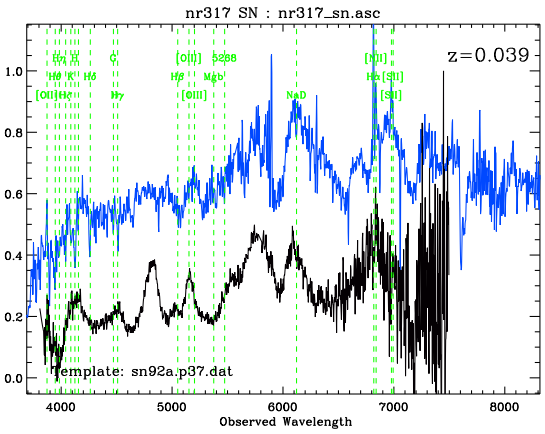


Fig. G.16 : Spectre de SN 2000bt obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

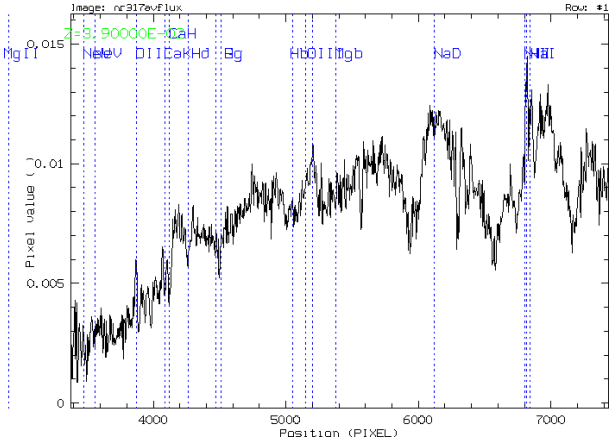


Fig. G.17 : Spectre de SN 2000bt obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

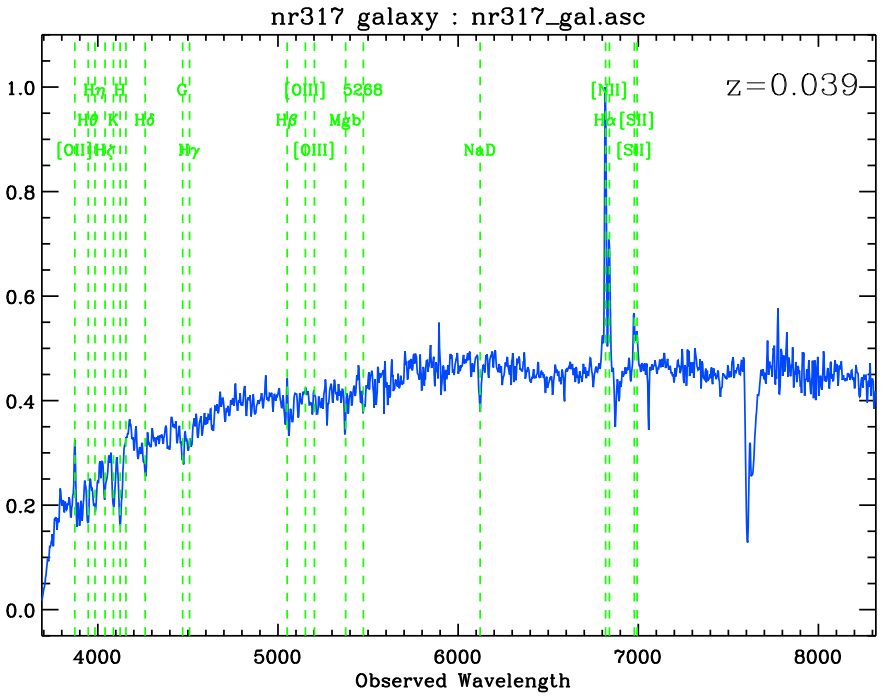


Fig. G.18 : Spectre de la galaxie hôte de SN 2000bt obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

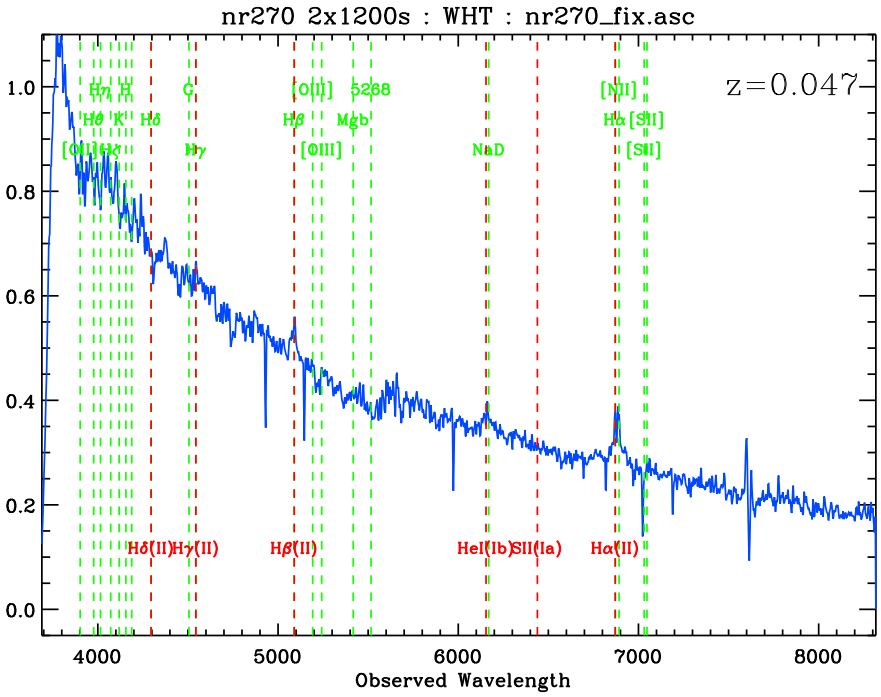


Fig. G.19 : Spectre de SN 2000bu obtenu le 9 Avril 2000 au WHT.

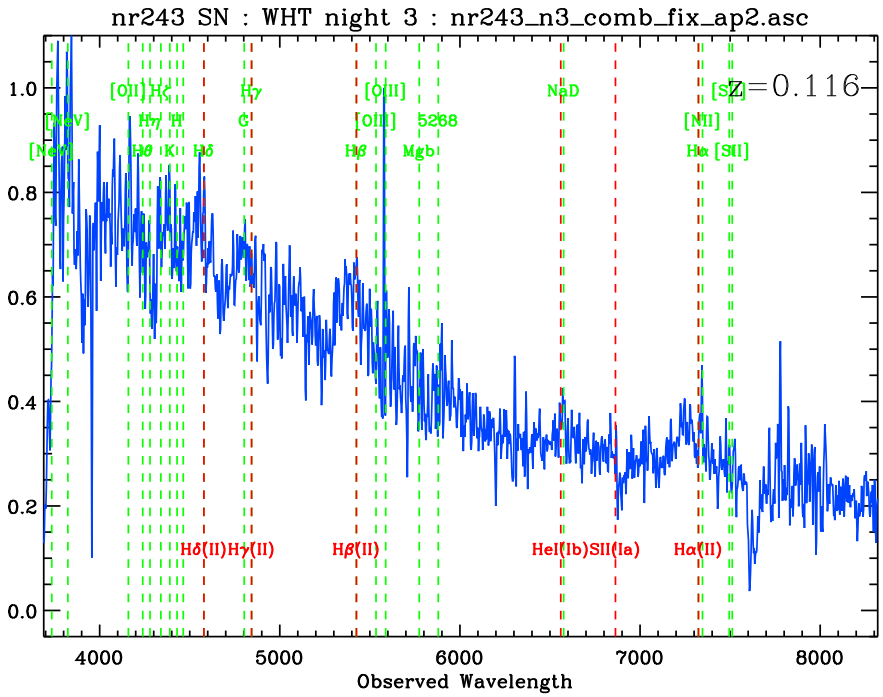


Fig. G.20 : Spectre de SN 2000bv obtenu le 9 Avril 2000 au WHT.

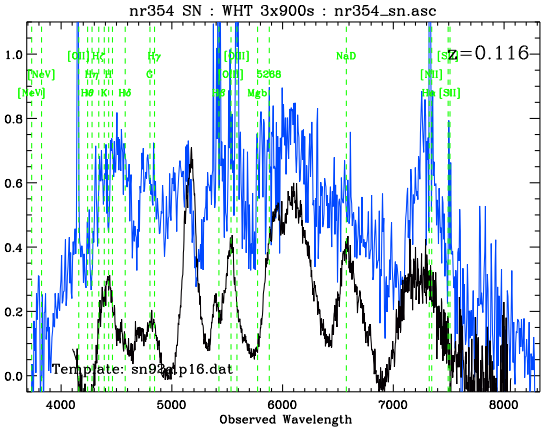


Fig. G.21 : Spectre de SN 2000bw obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

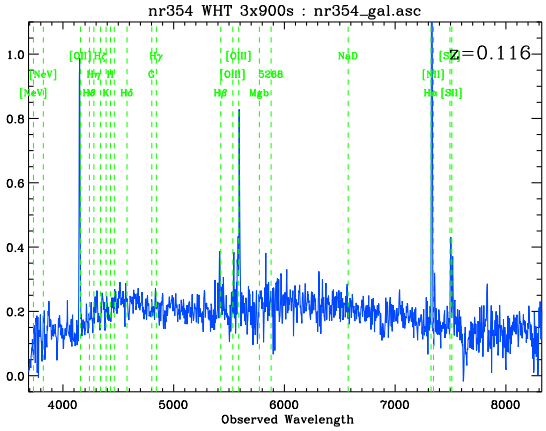


Fig. G.22 : Spectre de la galaxie hôte de SN 2000bt obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

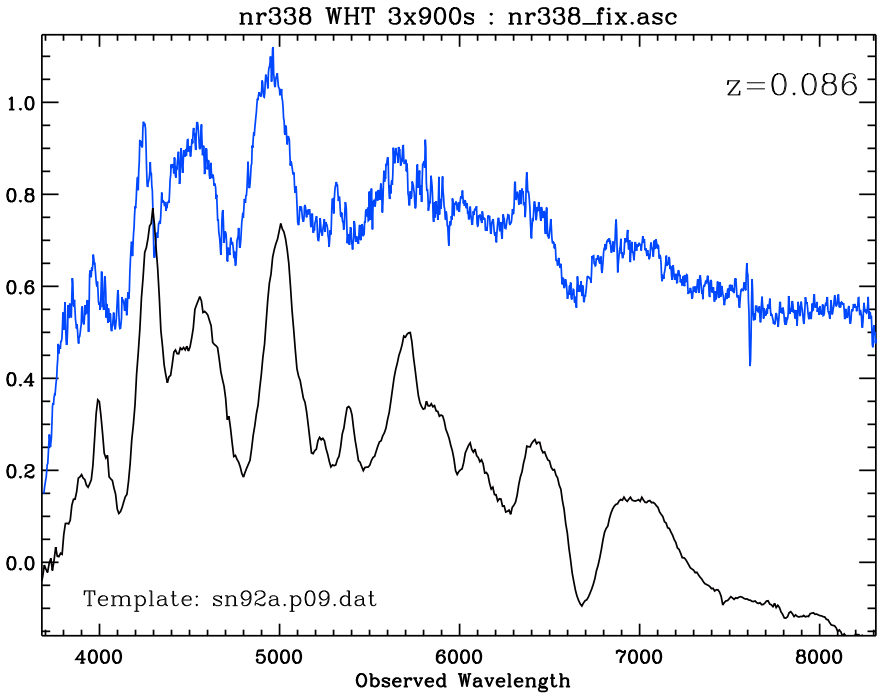


Fig. G.23 : Spectre de SN 2000bx obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

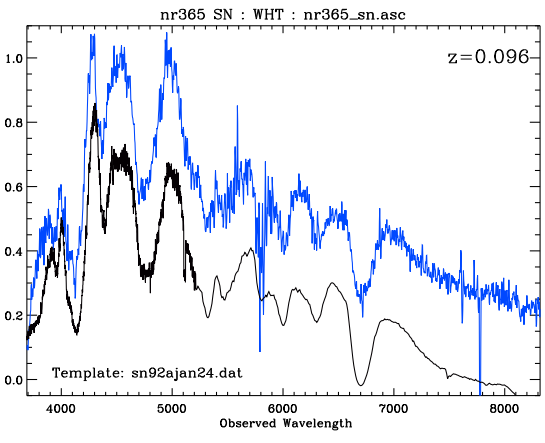


Fig. G.24 : Spectre de SN 2000by obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

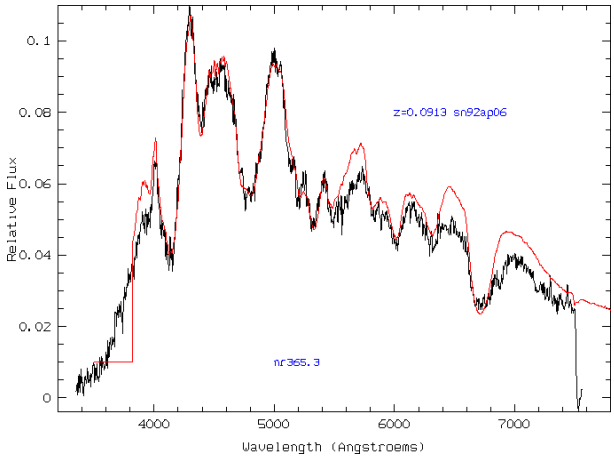


Fig. G.25 : Spectre de SN 2000by obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

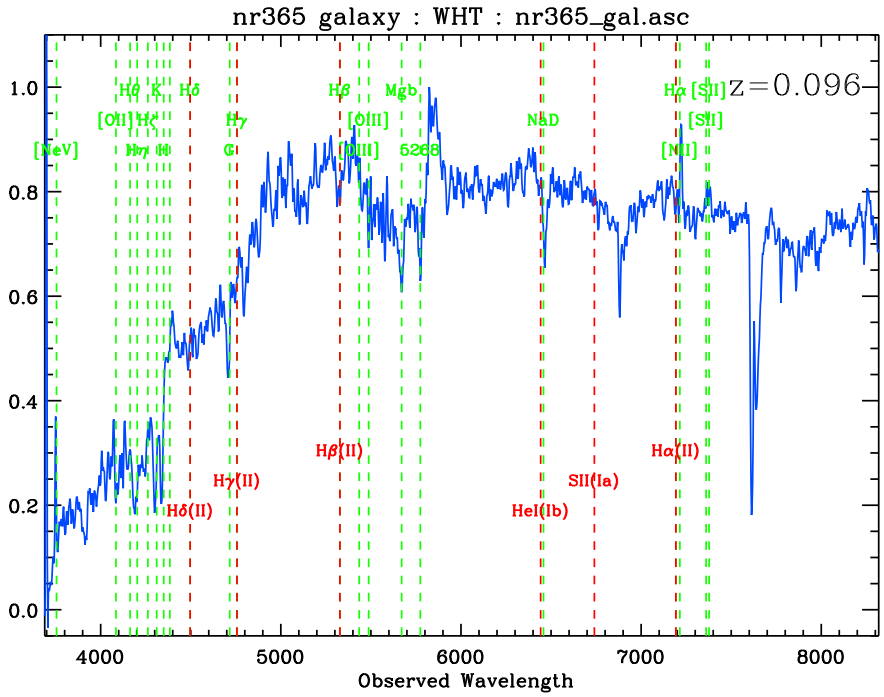


Fig. G.26 : Spectre de la galaxie hôte de SN 2000by obtenu le 8 Avril 2000 au WHT.

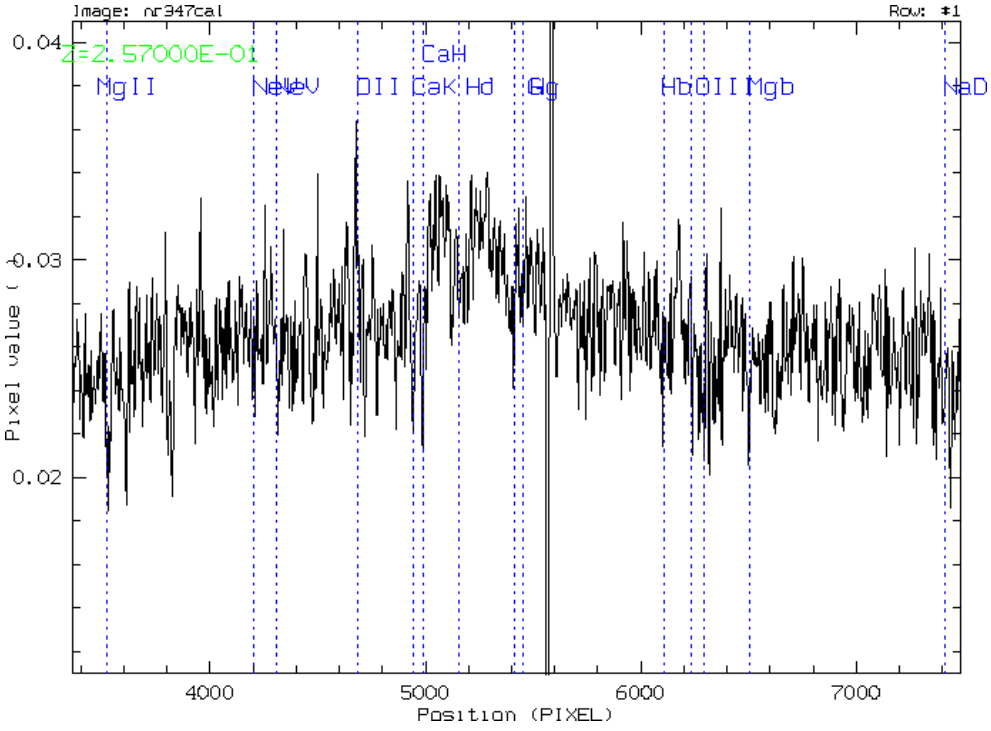


Fig. G.27 : Spectre de SN 2000bz.

Références

Afonso C. (2001), *Recherche de microlentilles gravitationnelles vers le centre galactique avec EROS 2*, thèse de Doctorat, Université Paris 7, À paraître.

Aguirre A.N. (1999a), *Dust versus Cosmic Acceleration*, ApJL, **512**, pp. 19–22.

Aguirre A.N. (1999b), *Intergalactic Dust and Observations of Type IA Supernovae*, ApJ, **525**, pp. 583–593.

Aldering G., Knop R. & Nugent P. (2000), *The Rise Times of High- and Low-Redshift Type IA Supernovae Are Consistent*, AJ, **119**, pp. 2110–2117.

Anders E. & Grevesse N. (1989), *Abundances of the elements - Meteoritic and solar*, Geochimica et Cosmochimica Acta, **53**, pp. 197–214.

Arnett W. (1969), *A Possible Model of Supernovae : Detonation of* ^{12}C, Ap&SS, **5**, p. 180.

Arnett W. (1982), *Type I supernovae. I - Analytic solutions for the early part of the light curve*, ApJ, **253**, pp. 785–797.

Ashworth W.B. (1980), *A Probable Flamsteed Observations of the Cassiopeia-A Supernova*, Journal for the History of Astronomy, **11**, p. 1.

Baade W. & Zwicky F. (1934), *blabla*, Phys. Rev, **46**, p. 76.

Bahcall J.N. & Soneira R.M. (1980), *The universe at faint magnitudes. I - Models for the galaxy and the predicted star counts*, ApJS, **44**, pp. 73–110.

Barbon R., Ciatti F. & Rosino L. (1979), *Photometric properties of type II supernovae*, AA, **72**, p. 287.

Bauer F. (1997), *Développement et mise au point du détecteur EROS 2 pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Étude comparative des céphéides dans les Nuages de Magellan*, thèse de Doctorat, Université Paris 7.

de Bernardis P., Ade P.A.R., Bock J.J., Bond J.R., Borrill J., Boscaleri A., Coble K., Contaldi C.R., Crill B.P., De Troia G., Farese P., Ganga K., Giacometti M., Hivon E., Hristov V.V. et al. (2002), *Multiple Peaks in the Angular Power Spectrum of the Cosmic Microwave Background : Significance and Consequences for Cosmology*, ApJ, **564**, pp. 559–566.

Bertin E. & Arnouts S. (1996), *SExtractor : Software for source extraction*, AAS, **117**, pp. 393–404.

Bertin E. & Dennefeld M. (1997), *Galaxy evolution at low redshift ? I. Optical counts*, AA, **317**, pp. 43–53.

Bertola F. (1964), *The Supernovae in NGC 1073 and NGC 1058*, Annales d'Astrophysique, **27**, p. 319.

Bethe H.A. & Wilson J.R. (1985), *Revival of a stalled supernova shock by neutrino heating*, ApJ, **295**, p. 14.

Branch D., Fisher A. & Nugent P. (1993), *On the relative frequencies of spectroscopically normal and peculiar type IA supernovae*, AJ, **106**, p. 2383.

Brown W.R., Geller M.J., Fabricant D.G. & Kurtz M.J. (2001), *V- and R-band Galaxy Luminosity Functions and Low Surface Brightness Galaxies in the Century Survey*, AJ, **122**, pp. 714–728.

Canal R., Ruiz-Lapuente P. & Burkert A. (1996), *The Single-Degenerate Scenario for Type IA Supernovae in Cosmic Perspective*, ApJL, **456**, p. 101.

Cappellaro E., Evans R. & Turatto M. (1999), *A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation*, AA, **351**, p. 459.

Cappellaro E. & Turatto M. (2000), *Supernova types and rates*, in D. Vanbeveren, ed., *The influence of binaries on stellar population studies* (2000), astro-ph/0012455.

Cassisi S., Iben J. Icko & Tornambe A. (1998), *Hydrogen-accreting Carbon-Oxygen White Dwarfs*, ApJ, **496**, p. 376.

Clark D.H. & Stephenson F.R., *The historical supernovae* (Pergamon Press 1977), ISBN 0 08 021639 0.

Clocchiatti A., Benetti S., Wheeler J.C., Wren W., Boisseau J., Cappellaro E., Turatto M., Patat F., Swartz D.A., Harkness R.P., Brotherton M.S., Wills B., Hemenway P., Cornell M., Frueh M. et al. (1996), *A Study of SN 1992H in NGC 5377*, AJ, **111**, p. 1286.

Colless M. (1999), *First results from the 2dF Galaxy Redshift Survey*, in G.E. et al., ed., *Large-scale structure in the universe* (London : Royal Society 1999), (Philosophical transactions of the Royal Society. Mathematical, physical, and engineering sciences, ISSN1364-503X ; v. 357, no. 1750) – astro-ph/9804079.

Contardo G., Leibundgut B. & Vacca W.D. (2000), *Epochs of maximum light and bolometric light curves of type Ia supernovae*, AA, **359**, p. 876.

Derue F. (1999), *Recherche d'évènements de microlentille gravitationnelle dans les bras spiraux de la galaxie avec EROS II*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.

Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D., Davies R.L., Faber S.M., Terlevich R. & Wegner G. (1987), *Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. I - A new distance estimator*, ApJ, **313**, p. 42.

Efstathiou G., Moody S., Peacock J.A., Percival W.J., Baugh C., Bland-Hawthorn J., Bridges T., Cannon R., Cole S., Colless M., Collins C., Couch W., Dalton G., de Propris R., Driver S.P. et al. (2002), *Evidence for a non-zero Λ and a low matter density from a combined analysis of the 2dF Galaxy Redshift Survey and cosmic microwave background anisotropies*, MNRAS Letters, **330**, pp. 29–35.

Eggen O.J., Lynden-Bell D. & Sandage A.R. (1962), *Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed.*, ApJ, **136**, p. 748.

Elias J.H., Matthews K., Neugebauer G. & Persson S.E. (1985), *Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators*, ApJ, **296**, p. 379.

Ellis R.S. (1997), *Faint Blue Galaxies*, ARAA, **35**, pp. 389–443.

Ellis R.S., Colless M., Broadhurst T., Heyl J. & Glazebrook K. (1996), *Autofib Redshift Survey - I. Evolution of the galaxy luminosity function*, MNRAS, **280**, pp. 235–251.

Evans R., van den Bergh S. & McClure R.D. (1989), *Revised supernova rates in Shapley-Ames galaxies.*, ApJ, **345**, p. 752.

Faber S.M. & Jackson R.E. (1976), *Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies.*, ApJ, **204**, p. 668.

Filippenko M.V. (1991), *The central engine of Active Galactic Nuclei : Starbursts Versus Black Holes*, in W.J. Duschl & S.J. Wagner, eds., *Physics of Active Galactic Nuclei, Proceedings of the International Conference held in Heidelberg, Germany, 3-7 June 1991* (Springer-Verlag 1991).

Filippenko M.V. (1997a), *Optical spectra of supernovae*, ARAA, **35**, pp. 309–355.

Filippenko M.V. (1997b), *Type Ia supernovae : observational overview*, in P. Ruiz-Lapuente, R. Canal & J. Isern, eds., *Thermonuclear Supernovae, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, held in Begur, Girona, Spain, June 20-30, 1995* (Dordrecht : Kluwer Academic Publishers 1997b), nATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Volume 486.

Filippenko M.V. & Riess A.G. (2000), *Evidence from Type Ia Supernovae for an Accelerating Universe*, in J.F. Nieves, ed., *Second Tropical Workshop on Particle Physics and Cosmology : Neutrino and Flavor Physics* (New York : American Institute of Physics 2000), astro-ph/0008057.

Freedman D.Z. (1974), *Coherent effects of a weak neutral current*, Phys. Rev. D, **9**, p. 1389.

Freedman W.L., Madore B.F., Gibson B.K., Ferrarese L., Kelson D.D., Sakai S., Mould J.R., Kennicutt J. Robert C., Ford H.C., Graham J.A., Huchra J.P., Hughes S.M.G., Illingworth G.D., Macri L.M. & Stetson P.B. (2001), *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, ApJ, **553**, pp. 47–72.

Fryer C.L., Holz D.E. & Hughes S.A. (2002), *Gravitational Wave Emission From Core-Collapse of Massive Stars*, ApJ, **565**, pp. 430–446, astro-ph/0106113.

Goldman B. (2001), *Recherche d'étoile du voisinage solaire par mouvement propre*, thèse de Doctorat, Université Paris 7, À paraître.

Goobar A. & Perlmutter S. (1995), *Feasibility of Measuring the Cosmological Constant Lambda and Mass Density Omega Using Type IA Supernovae*, ApJ, **450**, p. 14.

Gourgoulhon E., *Objects Compacts* (1999), cours DEA Astrophysique et Techniques Spatiales.

Gradshteyn I. & Ryzhik I., *Table of integrals, series, and products* (Academic Press 1980).

Grogin N.A. & Geller M.J. (1999), *An Imaging and Spectroscopic Survey of Galaxies within Prominent Nearby Voids. I. The Sample and Luminosity Distribution*, AJ, **118**, pp. 2561–2580.

Gunn J.E. & Stryker L.L. (1983), *Stellar spectrophotometric atlas, wavelengths from 3130 to 10800 A*, ApJS, **52**, pp. 121–153.

Hachisu I. (2001), *Evolution of binaries producing Type Ia supernovae, luminous supersoft X-ray sources, and recurrent novae*, in B. Gaensicke, K. Beuermann, K. Reinsch & A.C. Series, eds., *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects* (2001), astro-ph/0110263.

Hachisu I. & Kato M. (2001), *Recurrent Novae as a Progenitor System of Type Ia Supernovae. I. RS Ophiuchi Subclass : Systems with a Red Giant Companion*, ApJ, **558**, pp. 332–350.

Hamilton J.C. (1999), *Recherche automatisée de supernovæ à des distances intermédiaires et analyse photométrique de leurs courbes de lumière*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.

Hamuy M., Maza J., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Wischnjewsky M., Smith R.C., Antezana R., Wells L.A., Gonzalez L.E., Gigoux P., Navarrete M., Barrientos F., Lamontagne R., della Valle M., Elias J.E. et al. (1993), *The 1990 Calan/Tololo Supernova Search*, AJ, **106**, pp. 2392–2407.

Hamuy M., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Schommer R.A., Maza J., Antezan A.R., Wischnjewsky M., Valladares G., Muena C., Gonzales L.E., Aviles R., Wells L.A., Smith R.C., Navarrete M., Covarrubias R. et al. (1996a), *BVRI Light Curves for 29 Type IA Supernovae*, AJ, **112**, p. 2408.

Hamuy M., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Schommer R.A., Maza J. & Aviles R. (1996b), *The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type Ia Supernovae*, AJ, **112**, p. 2391.

Hamuy M., Phillips M.M., Suntzeff N.B., Schommer R.A., Maza J. & Aviles R. (1996c), *The Hubble Diagram of the Calan/Tololo Type IA Supernovae and the Value of HO*, AJ, **112**, p. 2398.

Hamuy M. & Pinto P.A. (1999), *Selection Effects, Biases, and Constraints in the Calán/Tololo Supernova Survey*, AJ, **117**, pp. 1185–1205.

Hansen L., Jorgensen H.E., Norgaard-Nielsen H.U., Ellis R.S. & Couch W.J. (1989), *A supernova at Z = 0.28 and the rate of distant supernovae*, AAL, **211**, pp. 9–11.

Hardin D. (1998), *Recherche de supernovæ avec EROS et mesure du taux d'explosion de supernovæ*, thèse de Doctorat, Université Paris XI.

Hardin D., Afonso C., Alard C., Albert J.N., Amadon A., Andersen J., Ansari R., Aubourg E., Bareyre P., Bauer F., Beaulieu J.P., Blanc G., Bouquet A., Char S., Charlot X. et al. (2000), *Type Ia supernova rate at $z \sim 0.1$*, AA, **362**, p. 419, (The EROS Collaboration).

Hillebrandt W. & Niemeyer J.C. (2000), *Type Ia Supernova Explosion Models*, ARAA, **38**, pp. 191–230.

Höeflich P. & Khokhlov A. (1996), *Explosion Models for Type IA Supernovae : A Comparison with Observed Light Curves, Distances, Ho, and Qo*, ApJ, **457**, p. 500.

Hoeflich P., Khokhlov A., Wheeler J.C., Phillips M.M., Suntzeff N.B. & Hamuy M. (1996), *Maximum Brightness and Postmaximum Decline of Light Curves of Type IA Supernovae : A Comparison of Theory and Observations*, ApJL, **472**, p. 81.

Hoeflich P., Wheeler J.C. & Thielemann F.K. (1998), *Type IA Supernovae : Influence of the Initial Composition on the Nucleosynthesis, Light Curves, and Spectra and Consequences for the Determination of Omega M and Lambda*, ApJ, **495**, p. 617.

Hopkins A.M., Connolly A.J., Haarsma D.B. & Cram L.E. (2001), *Toward a Resolution of the Discrepancy between Different Estimators of Star Formation Rate*, AJ, **122**, pp. 288–296.

Howell D.A., Höflich P., Wang L. & Wheeler J.C. (2001), *Evidence for Asphericity in a Subluminous Type Ia Supernova : Spectropolarimetry of SN 1999by*, ApJ, **556**, p. 302.

Hoyle F. & Fowler W. (1960), *Nucleosynthesis in Supernovae*, ApJ, **132**, p. 565.

Hubble E., *The Realm of the Nebulae* (New Haven : Yale University Press 1936).

Iben J. I. (1991), *Single and binary star evolution*, ApJS, **76**, pp. 55–114.

Iben J. I. & Tutukov A.V. (1984), *Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses)*, ApJS, **54**, p. 335.

Iwamoto K., Brachwitz F., Nomoto K., Kishimoto N., Umeda H., Hix W.R. & Thielemann F.K. (1999), *Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation*, ApJS, **125**, pp. 439–462.

Iwamoto K., Mazzali P.A., Nomoto K., Umeda H., Nakamura T., Patat F., Danziger I.J., Young T.R., Suzuki T., Shigeyama T., Augusteijn T., Doublier V., Gonzalez J.F., Boehnhardt H., Brewer J. et al. (1998), *A hypernova model for the supernova associated with the gamma-ray burst of 25 April 1998*, Nature, **395**, p. 672.

Iwamoto K., Nakamura T., Nomoto K., Mazzali P.A., Danziger I.J., Garnavich P., Kirshner R., Jha S., Balam D. & Thorstensen J. (2000), *The Peculiar Type IC Supernova 1997EF : Another Hypernova*, ApJ, **534**, p. 660.

Jaffe A.H., Ade P.A., Balbi A., Bock J.J., Bond J.R., Borrill J., Boscaleri A., Coble K., Crill B.P., de Bernardis P., Farese P., Ferreira P.G., Ganga K., Giacometti M., Hanany S. et al. (2001), *Cosmology from MAXIMA-1, BOOMERANG, and COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations*, Physical Review Letters, **86**, pp. 3475–3479.

Jeffery D.J. & Branch D. (1990), *Analysis of Supernova Spectra*, in J. Wheeler, T. Piran & S. Weinberg, eds., *Jerusalem Winter School for Theoretical Physics. Supernovae. Volume 6, Jerusalem, Dec. 28, 1988- Jan. 5, 1989* (World Scientific Publishing Co., Singapore and Teaneck, N.J. 1990), ISBN 9971-50-964-4.

Jha S., Garnavich P.M., Kirshner R.P., Challis P., Soderberg A.M., Macri L.M., Huchra J.P., Barmby P., Barton E.J., Berlind P., Brown W.R., Caldwell N., Calkins M.L., Kannappan S.J., Koranyi D.M. et al. (1999), *The Type IA Supernova 1998BU in M96 and the Hubble Constant*, ApJS, **125**, p. 73.

Kantowski R., Vaughan T. & Branch D. (1995), *The Effects of Inhomogeneities on Evaluating the Deceleration Parameter Q0*, ApJ, **447**, p. 35.

Kauffmann G., White S.D.M. & Guiderdoni B. (1993), *The Formation and Evolution of Galaxies Within Merging Dark Matter Haloes*, MNRAS, **264**, p. 201.

Kennicutt J. Robert C. (1998a), *The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies*, ApJ, **498**, pp. 541–552.

Kennicutt J. Robert C. (1998b), *Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence*, ARAA, **36**, pp. 189–232.

Khokhlov A.M. (1991), *Delayed detonation model for type IA supernovae*, AA, **245**, pp. 114–128.

Khokhlov A.M. (1999), *Deflagration to Detonation*, in N. M.Livio K.Sahu, ed., *Supernovae and Gamma-Ray Bursts* (Cambridge University Press 1999), astro-ph/9910454.

Kittel C., *Thermal Physics* (John Wiley & Sons, Inc 1969).

Kriminski S.A., Bychkov V.V. & Liberman M.A. (1998), *On the stability of thermonuclear detonation in supernovae events*, New Astronomy, **3**, pp. 363–377.

Landau L. & Lifchitz E., *Cours de physique théorique VI - Mécanique des fluides* (1963).

Landolt A.U. (1983), *UBVRI photometric standard stars around the celestial equator*, AJ, **88**, p. 439.

Landolt A.U. (1992), *UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator*, AJ, **104**, p. 340.

Lasserre T. (2000a), *Mesure de l'abondance des astres sombres de masse stellaire dans le halo galactique par la recherche de phénomènes de microlentilles vers les Nuages de Magellan*, thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris V.

Lasserre T. (2000b), *Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo*, AA, **355**, p. 39, (The EROS Collaboration).

Leibundgut B. (2000), *Type Ia Supernovae*, AAR, **125**, p. 73.

Li W., Filippenko A.V., Treffers R.R., Riess A.G., Hu J. & Qiu Y. (2001), *A High Intrinsic Peculiarity Rate among Type IA Supernovae*, ApJ, **546**, p. 734.

Lilly S.J., Le Fevre O., Hammer F. & Crampton D. (1996), *The Canada-France Redshift Survey : The Luminosity Density and Star Formation History of the Universe to Z approximately 1*, ApJL, **460**, pp. 1–4.

Lin H., Kirshner R.P., Shectman S.A., Landy S.D., Oemler A. & Tucker P.L. D. L.and Schechter (1996), *The Luminosity Function of Galaxies in the Las Campanas Redshift Survey*, ApJ, **464**, p. 60.

Livne E. (1990), *Successive detonations in accreting white dwarfs as an alternative mechanism for type I supernovae*, ApJL, **354**, pp. 53–55.

Loveday J., Peterson B.A., Efstathiou G. & Maddox S.J. (1992), *The Stromlo-APM Redshift Survey. I - The luminosity function and space density of galaxies*, ApJ, **390**, pp. 338–344.

Madau P., della Valle M. & Panagia N. (1998), *On the evolution of the cosmic supernova rates*, MNRAS, **297**, p. 17.

Madgwick D.S., Lahav O., Baldry I.K., Baugh C.M., Bland-Hawthorn J., Bridges T., Cannon R., Cole S., Colless M., Collins C., Couch W., Dalton G., De Propris R., Driver S.P., Efstathiou G. et al. (2002), *The 2dF Galaxy Redshift Survey : galaxy luminosity functions per spectral type*, MNRAS, **333**, pp. 133–144.

Marietta E., Burrows A. & Fryxell B. (2000), *Type Ia supernova explosions in binary systems : the impact on the secondary star and its consequences*, ApJ Sup. Ser., **128**, p. 615.

Marzke R.O., da Costa L.N., Pellegrini P.S., Willmer C.N.A. & Geller M.J. (1998), *The Galaxy Luminosity Function at $z \leq 0.05$: Dependence on Morphology*, ApJ, **503**, p. 617.

Mazzali P.A., Nomoto K., Cappellaro E., Nakamura T., Umeda H. & Iwamoto K. (2001), *Can Differences in the Nickel Abundance in Chandrasekhar-Mass Models Explain the Relation between the Brightness and Decline Rate of Normal Type Ia Supernovae ?*, ApJ, **547**, pp. 988–994.

Minkowski R. (1940), *Spectra of the supernova in NGC 4725*, PASP, **52**, p. 206.

Minkowski R. (1941), *Spectra of supernovae*, PASP, **53**, p. 224.

Mochkovitch R. & Livio M. (1990), *The coalescence of white dwarfs and type I supernovae - The merged configuration*, AA, **236**, pp. 378–384.

Moffat A.F.J. (1969), *A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry*, AA, **3**, p. 455.

Nadoyozhin D.K. (1994), *The properties of $Ni \rightarrow Co \rightarrow Fe$ decay*, ApJSS, **92**, p. 527.

Nomoto K. (1982), *Accreting white dwarf models for type I supernovae. I - Presupernova evolution and triggering mechanisms*, ApJ, **253**, p. 798.

Nomoto K., Hashimoto M., Tsujimoto T., Thielemann F.K., Kishimoto N., Kubo Y. & Nakasato N. (1997a), *Nucleosynthesis in type II supernovae*, Nuclear Physics A, **616**, pp. 79–90.

Nomoto K., Iwamoto K., Nakasato N., Thielemann F.K., Brachwitz F., Tsujimoto T., Kubo Y. & Kishimoto N. (1997b), *Nucleosynthesis in type Ia supernovae*, Nuclear Physics A, **621**, pp. 467–476.

Nomoto K. & Kondo Y. (1991), *Conditions for accretion-induced collapse of white dwarfs*, ApJL, **367**, pp. 19–22.

Nomoto K., Thielemann F.K. & Yokoi K. (1984), *Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae*, ApJ, **286**, pp. 644–658.

Norgaard-Nielsen H.U., Hansen L., Jorgensen H.E., Aragon Salamanca A. & Ellis R.S. (1989), *The discovery of a type IA supernova at a redshift of 0.31*, Nature, **339**, pp. 523–525.

Nugent P. (2001), *Cosmology from type II supernovae*, in L.B.N. Laboratory, ed., *Resource Book on Dark Energy 2001, Contributions from the Snowmass 2001 Workshop on the Future of Particle Physics* (Eric Linder 2001), (2001), http ://supernova.lbl.gov/∼evlinder/type2.ps.

Nugent P., Baron E., Hauschildt P.H. & Branch D. (1995a), *Spectrum Synthesis of the Type IA supernovae 1992A and 1981B*, ApJ, **441**, p. 33.

Nugent P., Kim A. & Perlmutter S. (2002), *K-Corrections and Extinction Corrections for Type Ia Supernovae*, PASP, **114**, pp. 803–819.

Nugent P., Phillips M., Baron E., Branch D. & Hauschildt P. (1995b), *Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type 1a Supernovae*, ApJL, **455**, pp. 147–150.

Oke J.B. & Sandage A. (1968), *Energy distributions, K corrections, and the Stebbins-Whitford effect for giant elliptical galaxies*, ApJ, **154**, p. 21.

Paczynski B. (1998), *Are Gamma-Ray Bursts in Star-Forming Regions ?*, ApJ, **494**, p. 45.

Pagel B.E.J., *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies* (Cambridge University Press 1997).

Pain R., Fabbro S., Sullivan M., Ellis R.S., Aldering G., Astier P., Deustua S.E., Fruchter A.S., Goldhaber G., Goobar A., Groom D.E., Hardin D., Hook I.M., Howell D.A., Irwin M.J. et al. (2002), *The Distant Type Ia Supernova Rate*, ApJ, **577**, pp. 120–132, (The Supernova Cosmology Project).

Pain R., Hook I.M., Deustua S., Gabi S., Goldhaber G., Groom D., Kim A.G., Kim M.Y., Lee J.C., Pennypacker C.R., Perlmutter S., Small I.A., Goobar A., Ellis R.S., McMahon R.G. et al. (1996), *The Type IA Supernova Rate at Z approximately 0.4*, ApJ, **473**, p. 356.

Palanque-Delabrouille N. (1997a), *Microlensing toward the small Magellanic cloud. EROS 2 first year survey*, AA, **332**, p. 1, (The EROS Collaboration).

Palanque-Delabrouille N. (1997b), *Research on galactic dark matter implied by gravitational microlensing*, thèse de Doctorat, Université Paris 7.

Parodi B.R., Saha A., Sandage A. & Tammann G.A. (2000), *Supernova type Ia luminosities, their dependance on seconds parameters, and the value of H_o*, ApJ, **540**, pp. 634–651.

Patat F., Barbon R., Cappellaro E. & Turatto M. (1994), *Light curves of type II supernovae. 2 : The analysis*, AA, **282**, p. 731.

Peacock J.A., *Cosmological Physics* (Cambridge University Press 1999).

Peacock J.A., Cole S., Norberg P., Baugh C.M., Bland-Hawthorn J., Bridges T., Cannon R.D., Colless M., Collins C., Couch W., Dalton G., Deeley K., De Propris R., Driver S.P., Efstathiou G. et al. (2001), *A measurement of the cosmological mass density from clustering in the 2dF Galaxy Redshift Survey*, Nature, **410**, pp. 169–173.

Pennypacker C., Crawford F., Marvin H., Muller R., Perlmutter S., Sasseen T., Smith C., Treffers R., Williams R. & Wang L. (1989), *Automated Supernova Discoveries : Status of the Berkeley Project*, in E. Norman, ed., *Particle Astrophysics : Forefront Experimental Issues* (World Scientific 1989).

Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., Knop R.A., Nugent P., Castro P.G., Deustua S., Fabbro S., Goobar A., Groom D.E., Hook I.M., Kim A.G., Kim M.Y., Lee J.C., Nunes N.J. et al. (1999), *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, ApJ, **517**, p. 565.

Perlmutter S., Aldering G., della Valle M., Deustua S., Ellis R.S., Fabbro S., Fruchter A., Goldhaber G., Groom D.E., Hook I.M., Kim A.G., Kim M.Y., Knop R.A., Lidman C., McMahon R.G. et al. (1998), *Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe*, Nature, **391**, p. 51.

Perlmutter S., Gabi S., Goldhaber G., Goobar A., Groom D.E., Hook I.M., Kim A.G., Kim M.Y., Lee J.C., Pain R., Pennypacker C.R., Small I.A., Ellis R.S., McMahon R.G., Boyle B.J. et al. (1997), *Measurements of the Cosmological Parameters Omega and Lambda from the First Seven Supernovae at Z >= 0.35*, ApJ, **565**, p. 483.

Perlmutter S., Muller R.A., Newberg H.J.M., Pennypacker C.R., Sasseen T.P., & Smith C.K. (1992), *A doubly robotic telescope - The Berkeley Automated Supernova Search*, in A.V. Filippenko, ed., *Robotic telescopes in the 1990s, Proceedings of the 103rd Annual Meeting of the A. S. P., 1991* (San Francisco ASP 1992).

Perlmutter S., Pennypacker C.R., Goldhaber G., Goobar A., Muller R.A., Newberg H.J.M., Desai J., Kim A.G., Kim M.Y., Small I.A., Boyle B.J., Crawford C.S., McMahon R.G., Bunclark P.S., Carter D. et al. (1995), *A supernova at Z = 0.458 and implications for measuring the cosmological deceleration*, ApJL, **440**, pp. 41–44.

Phillips M.M. (1993), *The absolute magnitudes of type Ia supernovae*, ApJL, **413**, p. 105.

Phillips M.M., Lira P., Suntzeff N.B., Schommer R.A., Hamuy M. & Maza J. (1999), *The Reddening-free Decline Rate versus Luminosity Relationship for Type Ia Supernovae*, AJ, **118**, pp. 1766–1776.

Poggianti B.M. (1997), *K and evolutionary corrections from UV to IR*, AASS, **122**, pp. 399–407.

Popper D.M. (1937), *The Spectrum of the Super-Nova in IC 4182*, PASP, **49**, p. 283.

Prantzos N. & Montmerle T., *Naissance vie et mort des étoiles*, Que sais-je ? (Presses Universitaires de France 1998), ISBN 2 13 048968 0.

Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A. & Vetterling W.T., *Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing* (Cambridge University Press 1993), ISBN 0521431085, http ://www.ulib.org/webRoot/Books/Numerical_Recipes/bookc.html.

Rayleigh L.J.W.S. (1883), *Investigation of the character of the equilibrium on an incompressible heavy fluid of variable density*, Proc. London Math. Soc., **14**, p. 170.

Regnault N. (2000), *Recherche de supernovæ avec EROS 2 : Étude photomètrique de SN Ia proches et mesure de Ho*, thèse de Doctorat, Université Paris 7.

Reinecke M., Hillebrandt W. & Niemeyer J. (1999), *Thermonuclear explosions of Chandrasekhar-mass C+O white dwarfs*, AA, **347**, pp. 739–747.

Rich J., *Fundamentals of cosmology* (Springer-Verlag 2001).

Richardson D., Branch D., Casebeer D., Millard J., Thomas R.C. & Baron E. (2002), *A Comparative Study of the Absolute Magnitude Distributions of Supernovae*, AJ, **123**, pp. 745–752.

Riess A.G., Filippenko A.V., Challis P., Clocchiatti A., Diercks A., Garnavich P.M., Gilliland R.L., Hogan C.J., Jha S., Kirshner R.P., Leibundgut B., Phillips M.M., Reiss D., Schmidt B.P., Schommer R.A. et al. (1998), *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, AJ, **116**, p. 1009.

Riess A.G., Kirshner R.P., Schmidt B.P., Jha S., Challis P., Garnavich P.M., Esin A.A., Carpenter C., Grashius R., Schild R.E., Berlind P.L., Huchra J.P., Prosser C.F., Falco E.E., Benson P.J. et al. (1999), *BVRI Light Curves for 22 Type IA Supernovae*, AJ, **117**, p. 707.

Riess A.G., Nugent P.E., Gilliland R.L., Schmidt B.P., Tonry J., Dickinson M., Thompson R.I., Budavári T., Casertano S., Evans A.S., Filippenko A.V., Livio M., Sanders D.B., Shapley A.E., Spinrad H. et al. (2001), *The Farthest Known Supernova : Support for an Accelerating Universe and a Glimpse of the Epoch of Deceleration*, ApJ, **560**, pp. 49–71.

Riess A.G., Press W.H. & Kirshner R.P. (1996), *A Precise Distance Indicator : Type IA Supernova Multicolor Light-Curve Shapes*, ApJ, **473**, p. 588.

Roberts M.S. & Haynes M.P. (1994), *Physical parameters along the Hubble sequence*, ARAA, **32**, pp. 115–152.

Ruiz-Lapuente P. & Canal R. (1998), *Type IA Supernova Counts at High z : Signatures of Cosmological Models and Progenitors*, ApJL, **497**, p. 57.

Ruiz-Lapuente P. & Canal R. (2000), *The cosmic rate of supernovae and the range of stars ending as Type Ia SNe*, astro-ph/0009312.

Ruiz-Lapuente P., Jeffery D.J., Challis P.M., Filippenko A.V., Kirshner R.P., Ho L.C., Schmidt B.P., Sanchez F. & Canal R. (1993), *A Possible Low-Mass Type-Ia Supernova*, Nature, **365**, p. 728.

Saha A., Sandage A., Tammann G.A., Dolphin A.E., Christensen J., Panagia N. & Macchetto F.D. (2001), *Cepheid calibration of the peak brightness of type Ia supernovae XI. Sn 1998ap in NGC 3982*, ApJ, **562**, pp. 314–336.

Saio H. & Nomoto K. (1985), *Evolution of a merging pair of C + O white dwarfs to form a single neutron star*, A& AL, **150**, pp. 21–23.

Saio H. & Nomoto K. (1998), *Inward Propagation of Nuclear-burning Shells in Merging C-O and He White Dwarfs*, ApJ, **500**, p. 388.

Sakai S., Mould J.R., Hughes S.M.G., Huchra J.P., Macri L.M., Kennicutt J. Robert C., Gibson B.K., Ferrarese L., Freedman W.L., Han M., Ford H.C., Graham J.A., Illingworth G.D., Kelson D.D., Madore B.F. et al. (2000), *The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XXIV. The Calibration of Tully-Fisher Relations and the Value of the Hubble Constant.*, ApJ, **529**, p. 698.

Salpeter E.E. (1955), *The Luminosity Function and Stellar Evolution*, ApJ, **121**, p. 161.

Scalo J.M. (1986), *The stellar initial mass function*, Fundamentals of Cosmic Physics, **11**, pp. 1–278.

Schatzman E. & Praderie F., *Les Étoiles* (InterEditions/Editions du CNRS – Savoirs Actuels 1990).

Schechter P. (1976), *An analytic expression for the luminosity function for galaxies.*, ApJ, **203**, p. 297.

Schlegel D.J., Finkbeiner D.P. & Davis M. (1998), *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*, ApJ, **500**, p. 525.

Schlegel E.M. (1990), *A new subclass of Type II supernovae ?*, MNRAS, **244**, p. 269.

Schmidt B.P., Suntzeff N.B., Phillips M.M., Schommer R.A., Clocchiatti A., Kirshner R.P., Garnavich P., Challis P., Leibundgut B., Spyromilio J., Riess A.G., Filippenko A.V., Hamuy M., Smith R.C., Hogan C. et al. (1998), *The High-Z Supernova Search : Measuring Cosmic*

Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type IA Supernovae, ApJ, **507**, pp. 46–63.

Schmidt M. (1959), *The Rate of Star Formation*, ApJ, **129**, pp. 243–258.

Shapiro S.L. & Teukolsky S.A., *Black holes, white dwarfs, and neutron stars : the physics of compact objects* (New York : Wiley 1983).

Shapovalova A.I., Burenkov A.N., Carrasco L., Chavushyan V.H., Doroshenko V.T., Dumont A.M., Lyuty V.M., Valdés J.R., Vlasuyk V.V., Bochkarev N.G., Collin S., Legrand F., Mikhailov V.P., Spiridonova O.I., Kurtanidze O. et al. (2001), *Intermediate resolution Hβ spectroscopy and photometric monitoring of 3C 390.3. I. Further evidence of a nuclear accretion disk*, AA, **376**, pp. 775–792.

Shectman S.A., Landy S.D., Oemler A., Tucker D.L., Lin H., Kirshner R.P. & Schechter P.L. (1996), *The Las Campanas Redshift Survey*, ApJ, **470**, p. 172.

Shimasaku K. (2000), *Evolution of the Blue Luminosity-to-Baryon Mass Ratio of Clusters of Galaxies*, PASJ, **52**, pp. 409–419.

Strolger L.G., Smith R.C., Suntzeff N.B., Phillips M.M., Aldering G., Nugent P., Knop R., Perlmutter S., Schommer R.A., Ho L.C., Hamuy M., Krisciunas K., Germany L.M., Covarrubias R., Candia P. et al. (2002), *The Type Ia Supernova 1999aw : A Possible 1999aa-like Event in a Low-Luminosity Host Galaxy*, AJ, **124**, pp. 2905–2919, astro-ph/0207409.

Strom R.G. (1994), *"Guest stars", sample completeness and the local supernova rate*, AAL, **288**, p. 1.

Tammann G.A., Löffler W. & Schöder A. (1994), *The galactic supernova rate*, ApJS, **92**, p. 487.

Tanvir N.R. (1998), *Cepheid Standard Candles*, in Egret & Heck, eds., *Proceedings of "Harmonizing Cosmic Distance Scales in a Post Hipparcos Era"* (1998), astro-ph/9812356.

Taylor G.I. (1950), *The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes*, Proc. Royal Soc., **201**, p. 192.

Tinsley B.M. & Gunn J.E. (1976), *Evolutionary synthesis of the stellar population in elliptical galaxies. I - Ingredients, broad-band colors, and infrared features*, ApJ, **203**, pp. 52–62.

Tonry J. & Schneider D.P. (1988), *A new technique for measuring extragalactic distances*, AJ, **96**, p. 807.

Totani T. & Kobayashi C. (1999), *Evolution of dust extinction and supernova cosmology*, ApJL, **526**, pp. 65–68.

Tripp R. (1998), *A two-parameter luminosity correction for type Ia supernovae*, AA, **331**, pp. 815–820.

Tripp R. & Branch D. (1999), *Determination of the Hubble Constant using a Two-parameter Luminosity Correction for Type Ia Supernovae*, ApJ, **525**, pp. 209–214.

Tully R.B. & Fisher J.R. (1977), *A new method of determining distances to galaxies*, AA, **54**, p. 661.

Umeda H., Nomoto K., Kobayashi C., Hachisu I. & Kato M. (1999), *The Origin of the Diversity of Type IA Supernovae and the Environmental Effects*, ApJL, **522**, pp. 43–47.

Wambsganss J., Cen R., Xu G. & Ostriker J.P. (1997), *Effects of Weak Gravitational Lensing from Large-Scale Structure of the Determination of Q0*, ApJL, **475**, p. 81.

Webb W. & Malkan M. (2000), *Rapid Optical Variability in Active Galactic Nuclei and Quasars*, ApJ, **540**, pp. 652–677.

Webbink R.F. (1984), *Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae*, ApJ, **277**, pp. 355–360.

Wegner G. & Swanson S.R. (1996), *Early spectra of the supernova 1987F*, MNRAS, **278**, pp. 22–38.

Weidemann V. & Koester D. (1983), *The upper mass limit for white dwarf progenitors and the initial-final mass relation for low and intermediate mass stars*, AA, **121**, p. 77.

Wells L.A., Phillips M.M., Suntzeff B., Heathcote S.R., Hamuy M., Navarrete M., Fernandez M., Weller W.G., Schommer R.A., Kirshner R.P., Leibundgut B., Willner S.P., Peletier S.P., Schlegel E.M., Wheeler J.C. et al. (1994), *The Type IA supernova 1989B in NGC 3627 (M66)*, AJ, **108**, p. 2233.

Wheeler J.C. & Harkness R.P. (1986), *Physical models of supernovae and the distance scale*, in D.R. Dordrecht, ed., *Proceedings of Galaxy distances and deviations from universal expansion, NATO Advanced Research Workshop, Kona, HI, Jan. 13-17, 1986* (1986).

White S.D.M. & Frenk C.S. (1991), *Galaxy formation through hierarchical clustering*, ApJ, **379**, pp. 52–79.

Wilson O.C. (1939), *Possible applications of supernovae to the study of the nebular red shifts*, ApJ, **90**, p. 634.

Wilson O.C. & Vainu Bappu M.K. (1957), *H and K Emission in Late-Type Stars : Dependence of Line Width on Luminosity and Related Topics.*, ApJ, **125**, p. 661.

Woosley S.E. & Weaver T.A. (1994), *Sub-Chandrasekhar mass models for Type IA supernovae*, ApJ, **423**, p. 371.

Woosley S.E. & Weaver T.A. (1995), *The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis*, ApJS, **101**, p. 181.

Zucca E., Zamorani G., Vettolani G., Cappi A., Merighi R., Mignoli M., Stirpe G.M., MacGillivray H., Collins C., Balkowski C., Cayatte V., Maurogordato S., Proust D., Chincarini G., Guzzo L. et al. (1997), *The ESO Slice Project (ESP) galaxy redshift survey. II. The luminosity function and mean galaxy density.*, AA, **326**, pp. 477–488.

Zwicky F. (1938a), *On collapsed neutron stars*, ApJ, **88**, p. 522.

Zwicky F. (1938b), *On the Frequency of Supernovae*, ApJ, **88**, pp. 529–541.

Zwicky F. (1939), *On the Theory and Observation of Highly Collapsed Stars*, Physical Review, **55**, pp. 726–743.

Zwicky F. (1942), *On the Frequency of Supernovae. II*, ApJ, **96**, pp. 28–36.

Zwicky F., in D.M. LH Aller, ed., *Stellar Structure* (Chicago : University of Chicago Press 1965), pp. 367–424.

Index

AGN, voir noyau actif de galaxie
asphéricité, 14
astéroïde, 77, 103, **103**, 104, *104*, 105, 106, 115
atmosphère
  stellaire, 46, 71
  supernova, 9, 14, 15, *16*
  terrestre, 90, 91, 99, 103, 116, 119, 177

Céphéïde (variable), 46
Calàn/Tololo (relevé), 49, 54, 55, 96, 132, 133
CCD (équation des), 90
Chandrasekhar (masse de), 20, **28**, 29, 34–37, 80, *80*
comobile (référentiel), 117, 156
comobile (volume), 67, 94, 115, 126, 127, **170**, 197
critique (densité), 1, 168
CSTAR, 103, 117–124, 158

déflagration, **32**, 33, 35, 36, *36*, 43
Δm_{15}, 49, **49**, *50*, 51, *52*, 129, 131–134, 159
détonation, **32**, 33, 35, 36, *36*, 43
  retardée, 35
Doppler (effet), 9, 15, 168

elliptique (galaxie), 14, 46, 47, 49, 53, 63, **63**, 64, *64*, 65–67, 72, 73, 82
étirement (facteur), 50, **50**, 51, 55, 56, 129, 131–136, 157, 159
étoile (taux de formation), 65, 66, 68, **69**, 78, 80, 82–84
European Supernova Cosmology Consortium (ESCC), 4, **95**

fonction de masse initiale, 65, **68**, *69*, 78
Friedmann (équation de), 167, 169

gamma ray burst (GRB), voir sursaut gamma
GRB 970514, 14
GRB 980425, 13

H-R (diagramme), 20, *26*, 27, 46, 65
High-Z Supernova Search Team (HZT), 54–56, **95**
homologue (expansion), 15, 16, **31**
Hubble (constante), 1, 52, **52**, 53, 100, 109, 138, 167, 169, 173–175
Hubble (diagramme), 53, 54, *55*, 57, *58*, 95, 96, 110, 173, **173**, *174*, *175*
hypernova, 14

IMF, voir fonction de masse initiale

K (correction), 54, **136**, *137*, 138, 173, **173**
  galaxie, 66, **138**, **140**
  supernova, **138**, *139*
Kelvin-Helmholtz (instabilité), *34*, 35
Kolmogorov-Smirnov (test de), 146

Moffat (fonction de), 126
Multicolor Light Curve Shape (MLCS), **50**, 51, 56

nébulaire (phase), 9
nova, 7, 39, 46
noyau actif de galaxie, 64, 72, 103, **103**, *104*

onde gravitationnelle, 22

P-Cygni (profil), 9, **16**, *16*
photosphérique (phase), 9
photosphère, 15, 17
polarisation, 14
précoce (galaxie), voir elliptique (galaxie)
PSF, 90, 102, 112, 117, 119, 126, 183

Rayleigh-Taylor (instabilité), 33, **33**, *34*, 35
rayon cosmique, 77, 103, **103**, *118*, 120, **120**, 122, **124**
Robertson-Walker (métrique), 167, 171
RR Lyra (variable), 46

seeing, 90, 91, 99, 102, 116, 117, 119, 120
SExtractor, 103, 112, 117, 120, 122, 124–126, 187

SFR, voir étoile (taux de formation)
Shaw (effet), 88
SN 1972E, 47
SN 1981B, 47
SN 1986G, 47, 48
SN 1987A, 23, 88
SN 1989B, 47
SN 1991bg, 47, 48
SN 1991T, 47, 48
SN 1992A, 47
SN 1993J, 13
SN 1997cy, 14
SN 1998bw, 13
spirale (galaxie), 13, 14, 63, **63**, 64–66, *70*, 73
Supernova Cosmology Project (SCP), 54, **94**, 95, 107, 109, 115, 134, 191
sursaut gamma, **13**, 14

tardive (galaxie), voir spirale (galaxie)
temps de contrôle, 82, 84, 93, *93*, 100, **115**, 116, 117, 141, **141**, *142*, 144

Zwicky, F., 3, 7, 87, 115