

THÈSE de DOCTORAT de l'Université PARIS 11

présentée par

Delphine HARDIN

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris 11

Spécialité: ASTROPHYSIQUE et TECHNIQUES SPATIALES

**RECHERCHE DE SUPERNOVÆ AVEC EROS
ET
MESURE DU TAUX D'EXPLOSION DE SUPERNOVÆ**

Soutenue le 18 septembre 1998, devant le jury composé de:

Andrew	GOULD	Examineur
Yannick	MELLIER	Rapporteur
Reynald	PAIN	Rapporteur
James	RICH	Directeur de thèse
Brigitte	ROCCA-VOLMERANGE	Présidente

Abstract

Because of their high luminosity, supernovae are detectable at cosmological distances and are therefore very important tools for cosmology. The relative uniformity of the luminosities of type Ia supernovae make them good “standard candles” for the determination of distances out to redshifts of order unity. The precision of this technique has been enhanced by the establishment of correlations between supernovae luminosities and spectral and temporal characteristics. These relationships have been established using nearby supernovae discovered with photographic plates.

By plotting the galactic distances determined with supernovae vs. the redshift (Hubble diagram), it is possible to determine the Hubble constant which measures the expansion rate of the universe. Extending this diagram to higher redshifts with supernova discovered with CCD's using image subtraction techniques, it is possible to determine the universal density parameter and the reduced cosmological constant.

By obtaining a large sample of nearby supernovae with the CCD images subtraction technique, nearby and distant supernovae discovered with the same method will be compared in the Hubble diagram. Since detection efficiencies are easily determined with this technique, systematic effects can be studied.

For these reasons, EROS, using a 1m telescope and two one square degree cameras, has devoted 10 percent of its observing time to the search for supernovae. This thesis presents the first results of this search.

The automatic CCD image processing used in the EROS supernova search is described here in detail. Supernovae are detected by subtracting two frames of the same field taken at least 15 days apart: the supernova appears as a star on the subtracted frame. The subtracted frame, obtained after pixel and flux alignment is thus searched for point sources. The artefacts (cosmics rays, CCD defects, ...) are distinguished from supernovae and rejected by a set of cuts on parameters measured on the images.

The supernova detection efficiency is calculated with Monte Carlo techniques. Galaxy counts in the search frames are compared with experimental and theoretical counts. A redshift probability distribution for each galaxy is calculated using redshift-apparent magnitude relations and checked with *The Las Campanas Redshift Survey* whose fields partially overlap ours. The dependence of the efficiency on the observing conditions and host galaxy characteristics are studied. The predicted redshift distribution of discovered supernovae is compared with the observed distribution and the theoretical prediction.

The supernova rate is then calculated and systematic and statistical errors are studied.

Remerciements

Je remercie tout d'abord Michel Spiro pour m'avoir accueillie au Service de Physique des Particules du Centre d'Etudes de Saclay. L'enseignement de Richard Schaeffer et le stage que j'ai effectué sous la direction du Professeur Carlos Frenk ont motivé mon choix d'entreprendre une thèse en cosmologie observationnelle: je leur exprime ici toute ma reconnaissance.

Au cours de la préparation de cette thèse, j'ai bénéficié constamment du soutien et des conseils de James Rich à qui va toute ma gratitude. J'ai grandement profité des discussions scientifiques que nous avons eues, grâce auxquelles mon travail, et ma connaissance, ont progressé. Je le remercie pour sa patience et sa grande disponibilité.

Yannick Mellier et Reynald Pain ont acceptés d'être rapporteurs. Je leur en suis reconnaissante. Je suis aussi extrêmement reconnaissante à Brigitte Rocca d'avoir accepté de présider mon jury, et de m'avoir accordé son temps lors de discussions fructueuses. Je remercie Andrew Gould pour le soutien qu'il m'a apporté, déterminant quant à l'achèvement de cette thèse, et les conseils dont il m'a fait profité.

Je remercie Emmanuel Bertin, pour la gentillesse et la célérité avec laquelle il a répondu à mes nombreuses questions sur Source Extractor, et pour les discussions éclairantes sur les comptages de galaxies. Michel Fioc m'a fait partager sa science des comptages et communiqué les comptages publiés utilisés dans cette thèse: je l'en remercie vivement.

Éric Aubourg a relu maintes fois ce manuscrit. Son soutien scientifique, matériel et moral m'a été d'un grand secours tout au long de cette thèse, et m'a permis de l'achever à temps: je lui exprime ici toute ma reconnaissance. Je remercie aussi Christophe Magneville, pour son aide chaleureuse et ses encouragements, ainsi qu'Éric Lesquoy, dont la gentillesse est proverbiale. Alain Milsztajn m'a accueillie au SPP et a relu minutieusement ma thèse: qu'il en soit remercié.

Je tiens à remercier toute la collaboration EROS, notamment Alain Bouquet avec qui j'ai apprécié de travailler au Collège de France, les collaborateurs du LAL qui m'ont accueillie lors des soirées et des week-ends le mois précédant la soutenance, et surtout tous les membres du groupe supernovae d'EROS. Je remercie également mes co-thésards, avec une mention particulière pour les thésardes: Cécile, Cristina, et Nathalie dont la bonne humeur et l'amitié chaleureuse ont contribué à rendre cette thèse agréable.

Enfin, toute ma reconnaissance va à ma famille et à Daniel pour leur soutien sans faille.

Table des matières

Introduction	5
1 Les supernovae	7
1.1 Classification des supernovae: données observationnelles	7
1.2 Supernovae thermonucléaires: type Ia	19
1.2.1 Evolution stellaire des étoiles de petite masse ($M \lesssim 8 M_{\odot}$)	19
1.2.2 Modèles d'explosion	22
1.2.3 Courbe de lumière	25
1.3 Supernovae gravitationnelles: type II, Ib et Ic	26
1.3.1 Evolution stellaire des étoiles massives ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$)	26
1.3.2 Modèle d'explosion	27
1.3.3 Courbe de lumière	31
1.4 Nucléosynthèse	33
1.5 Taux d'explosion de supernovae de type II et modèle d'évolution des galaxies	34
1.6 Taux d'explosion de supernovae de type Ia et modèle d'évolution de l'Univers	37
2 Supernovae et Cosmologie	39
2.1 Cosmologie: formalisme et paramètres	39
2.1.1 Distances et volumes dans l'Univers	39
2.1.2 Modèles cosmologiques	43
2.1.3 Influence des paramètres cosmologiques	46
2.1.4 Le diagramme de Hubble	49
2.1.5 Estimation des paramètres cosmologiques	55
2.2 SNII et cosmologie	71
2.2.1 La méthode EPM	71
2.2.2 Mesure de H_0	76
2.3 SNIa et cosmologie: des chandelles standard?	77
2.3.1 Des chandelles standardisables?	77
2.3.2 Calibration de la magnitude absolue et détermination de H_0	87
2.3.3 Mesures de vitesses particulières	92
2.3.4 Détermination des paramètres cosmologiques Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$	93
3 L'expérience EROS2 — Recherche de Supernovae	100
3.1 L'expérience EROS1	100
3.1.1 La matière noire à l'échelle de la Galaxie	100
3.1.2 La détection d'astres compacts par effet de microlentille	101

3.1.3	EROS1: deux expériences pour deux domaines de masse	106
3.1.4	Résultats d'EROS1	107
3.2	L'expérience EROS2	109
3.2.1	Montage expérimental d'EROS2	109
3.2.2	Les projets scientifiques d'EROS2	119
3.3	La recherche de supernovae à des distances intermédiaires	123
3.3.1	Etude de faisabilité	124
3.3.2	Mise en oeuvre et stratégie d'observation	127
3.3.3	Les expériences de recherche de supernovae	135
4	Détection des Supernovae	141
4.1	Présentation	141
4.1.1	Chaîne de traitement automatique	141
4.1.2	Principe de détection des supernovae	142
4.2	Une détection automatique	142
4.2.1	Structure de la chaîne de traitement automatique	142
4.2.2	Contrôle du déroulement des tâches	148
4.2.3	Vérification visuelle des candidats	148
4.3	Soustraction des images	149
4.3.1	Alignements géométrique et photométrique	149
4.3.2	Correction des différences d'étalement des étoiles (PSF)	161
4.4	Détection et sélection des candidats	168
4.4.1	Simulation Monte-Carlo de supernovae	169
4.4.2	Elimination des zones inutilisables sur les images	176
4.4.3	Détecteur d'étoiles pour la recherche de supernovae	177
4.4.4	Sélection des candidats supernovae et rejet des artefacts	181
4.4.5	Examen visuel	185
5	Résultats des campagnes d'observation	193
5.1	Champs processés	193
5.2	Supernovae découvertes	193
5.3	Suivi des supernovae	193
5.3.1	Temps de télescope accordé	196
5.3.2	Identification spectrale	199
5.4	SN 1997dk & 1997dl: une supernova double	200
6	Efficacité de détection : détermination du taux de supernovae	202
6.1	Principe	202
6.1.1	Principe du calcul	202
6.1.2	Processus de calcul	206
6.2	Calibration des champs	208
6.2.1	Calibration des CCD 5 et 6	213
6.2.2	Intercalibration des CCD	214
6.2.3	Calibration des CCD	214
6.2.4	Extinction Galactique	215
6.2.5	Comparaison des magnitudes $R_c(\text{LCRS})$ et $R_c(\text{EROS})$	217

6.3	Contrôle de l'échantillon de galaxies utilisées - tirage du décalage vers le rouge	218
6.3.1	Identification des galaxies	218
6.3.2	Comparaison aux comptages de galaxies	233
6.3.3	Comparaison aux comptages d'étoiles	236
6.3.4	Loi de tirage du décalage vers le rouge	240
6.3.5	Vérification du tirage du décalage vers le rouge avec le LCRS	243
6.3.6	Effet de sélection en magnitude des galaxies	243
6.3.7	Contrôle de l'échantillon de galaxies utilisées — campagne de novembre 1997	243
6.4	Flux des supernovae simulées	252
6.4.1	Courbes de lumière de supernovae	252
6.4.2	Corrections K	254
6.5	Efficacité de l'examen visuel	255
6.6	Efficacité de détection (supernovae de type Ia)	256
6.6.1	Principe de calcul	256
6.6.2	Efficacité de détection et conditions d'observation	258
6.6.3	Efficacité de détection et critères de sélection de l'analyse	262
6.6.4	Efficacité de détection et caractéristiques de la galaxie hôte	264
6.6.5	Efficacité de détection et paramètres engendrés	267
6.6.6	Distribution en décalage vers le rouge des supernovae détectées	267
6.6.7	Efficacité de détection: campagne de novembre 1997	275
6.7	Efficacité de détection (supernovae de type II-plateau)	288
6.7.1	Campagne d'octobre 1997	288
6.7.2	Campagne de novembre 1997	299
6.8	Efficacité de détection (supernovae de type II-linéaire)	299
6.8.1	Campagne d'octobre 1997	299
6.8.2	Campagne de novembre 1997	312
6.9	Taux d'explosion de supernovae de type Ia	312
6.9.1	Campagne d'octobre 1997	312
6.9.2	Campagne de novembre 1997	319
6.9.3	Conclusion	320
6.10	Taux d'explosion de supernovae de type II-plateau	320
6.10.1	Campagne d'octobre 1997	321
6.10.2	Campagne de novembre 1997	321
6.10.3	Conclusion	323
6.11	Taux d'explosion de supernovae de type II-linéaire	323
6.11.1	Campagne d'octobre 1997	323
6.11.2	Campagne de novembre 1997	324

Conclusion **326**

A Organisation de la chaîne de traitement automatique des données pour la détection de supernovae **327**

B Mode d'emploi de la chaîne de traitement automatique des données pour la détection des supernovae	341
Bibliographie	369

Introduction

Les supernovae sont des explosions d'étoiles: ce sont des événements extrêmement énergétiques, puisque leur luminosité peut atteindre dix milliards de fois celle du soleil, mais aussi très rares à l'échelle d'une galaxie: il y en explose environ une par siècle.

Les supernovae sont des outils intéressants pour la cosmologie. En particulier, l'homogénéité relative des supernovae de type Ia, dont la luminosité maximum est pratiquement constante d'une supernova à une autre, permet de les utiliser comme chandelles standard pour déterminer les distances jusqu'à un décalage vers le rouge $z \sim 1$. La précision des distances mesurées est augmentée par l'utilisation de relations d'intercalibration établies sur des supernovae de type Ia proches, découvertes par la technique d'examen visuel de plaques photographiques. Ainsi, en portant les distances des supernovae proches dans un diagramme distance - décalage vers le rouge, dit diagramme de Hubble, il est possible d'estimer la valeur de la constante de Hubble H_0 qui mesure la vitesse d'expansion de l'Univers. En comparant dans ce même diagramme les supernovae proches aux supernovae lointaines, découvertes par soustraction d'images numériques CCD, on mesure le paramètre de densité de matière de l'Univers Ω_{M0} ainsi que la constante cosmologique réduite $\Omega_{\Lambda 0}$.

L'obtention d'un lot important de supernovae proches détectées par des techniques de soustraction d'images CCD permettrait de comparer dans le diagramme de Hubble des supernovae découvertes par des méthodes semblables. De plus, l'efficacité de détection d'une telle recherche est calculable: il est alors possible d'évaluer les relations d'intercalibration sur un échantillon de supernovae pour lesquels les biais de détection sont connus et quantifiés.

Pour ces raisons, le projet EROS¹, qui est avant tout une expérience de recherche de matière noire sous forme d'astres compacts, consacre 10% de son temps d'observation à une recherche de supernovae proches qui fait l'objet de cette thèse. EROS utilise un télescope de 1-m dédié, le Marly, installé sur le site de l'Observatoire Européen Austral (ESO) de La Silla, au Chili. Pour détecter les supernovae, on compense leur rareté en observant un grand nombre de galaxies, ce que permet la surface importante (un degré carré) des caméras CCD montées au foyer du Marly. Je décris ici la conception et la mise en oeuvre de la recherche de supernovae d'EROS, ainsi que le calcul de l'efficacité de détection des supernovae, qui se conclut par une estimation du taux d'explosion de supernovae.

Les deux premiers chapitres de cette thèse sont consacrés à la présentation des supernovae et de leur utilisation pour la mesure des paramètres cosmologiques, dont j'évoque les estimations récentes.

Dans le chapitre 3, je décris le montage expérimental et les projets scientifiques d'EROS.

1. Pour Expérience de Recherche d'Objets Sombres.

J'y expose aussi la stratégie et les motivations de la recherche de supernovae que nous avons entreprise.

La chaîne de traitement automatique d'images pour la détection des supernovae est présentée dans le chapitre 4. J'y décris l'organisation ainsi que les étapes principales du traitement des images: alignement photométrique et géométrique, correction des différences d'étalement des étoiles par convolution, sélection des candidats supernovae et élimination des artefacts. Les différentes techniques que j'ai étudiées et mises en oeuvre à cet effet y sont exposées en détail.

Les premiers résultats de la recherche de supernovae — plus de 25 supernovae découvertes à ce jour — d'EROS font l'objet du chapitre 5.

Enfin, le chapitre 6 est consacré à l'estimation de l'efficacité de détection des supernovae, dont je détaille les différents points du calcul par simulation Monte-Carlo: calibrations, identification des galaxies sur les images et contrôle de la population ainsi sélectionnée, simulation des supernovae. La dépendance de l'efficacité en fonction des conditions d'observation, des coupures de l'analyse et des caractéristiques de la galaxie hôte ou des supernovae simulées y est étudiée. La distribution en décalage vers le rouge des supernovae détectées prédite par la simulation est confrontée à celle des supernovae effectivement découvertes, et au calcul théorique. Une fois l'efficacité de détection évaluée, j'en déduis une estimation du taux d'explosion de supernovae: cette analyse est la première effectuée sur une recherche de supernovae proches utilisant un détecteur CCD.

Chapitre 1

Les supernovae

Les supernovae sont des explosions d'étoiles, qui deviennent de ce fait aussi lumineuses qu'une petite galaxie. Ce sont des événements rares et très énergétiques. La dernière supernova Galactique visible depuis la Terre a été observée par Képler, en 1604.

Les supernovae sont divisées historiquement en plusieurs types selon leur spectre : le type I, subdivisées en type Ia, Ib et Ic et les type II. Ces différents types n'ont pas la même évolution en luminosité et les supernovae de type Ia constituent la classe des supernovae les plus brillantes. Les supernovae Galactiques historiques ont ainsi pu être classées a posteriori d'après les textes décrivant leur évolution lumineuse, en type I, comme SN 1006¹, SN 1572 (observée par Tycho) et SN 1604, ou en type II, comme SN 1054 (dont les restes constituent la nébuleuse du Crabe).

Les supernovae de type Ia et celles de type II, Ib et Ic ont des origines physiques différentes. Les premières proviennent de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche. Les secondes se produisent lors de l'effondrement gravitationnel du coeur de fer des étoiles massives, et laissent place à un résidu compact, étoile à neutron ou trou noir. Ainsi, un pulsar a été découvert à la position de SN 1054.

Nous décrivons rapidement ici les caractéristiques observationnelles des différents types de supernovae et les scénarios conduisant à leur explosion. Le cours de [Gourgoulhon, 1995] nous a guidé au cours de cette description.

1.1 Classification des supernovae : données observationnelles

Cette section s'appuie sur l'article de revue de [Filippenko, 1997] ainsi que sur [Petschek, 1990]. La classification des supernovae est établie sur leur spectre, qu'il soit pris pendant la phase *photosphérique*, où l'enveloppe de la supernova est opaque au rayonnement (raies en absorption) ou pendant la phase *nébulaire*, où l'enveloppe est transparente au rayonnement (raies en émission). Les spectres photosphériques des supernovae sont indiqués en figure 1.2, les spectres nébulaires en figure 1.3.

Dans les premières semaines qui suivent l'explosion, les raies des spectres des supernovae

1. SN 1006 est la supernova historique la plus brillante, elle était visible en plein jour et sa magnitude a atteint celle d'un quartier de Lune.

présentent un profil de type P-Cygni caractéristique des atmosphères en expansion. Sur

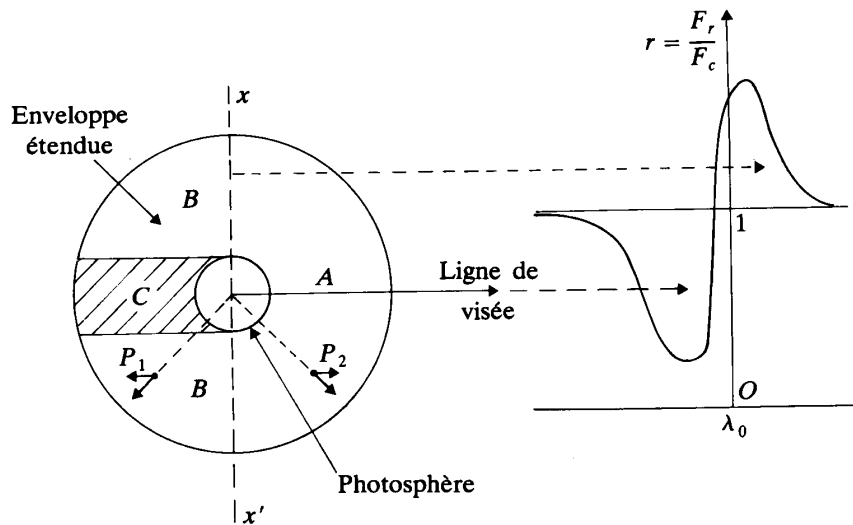


FIG. 1.1 – Schéma expliquant la formation d'une raie d'absorption de type P-Cygni dans une enveloppe en expansion autour d'un coeur chaud. ([Schatzman et Praderie, 1990])

la figure 1.1 est représentée l'enveloppe en expansion entourant le coeur très lumineux. La partie A de l'enveloppe, globalement en expansion vers l'observateur, est vue en projection devant le coeur, elle forme donc une raie en absorption décalée vers le bleu. Les parties B contribuent au spectre par une raie en émission centrée à la longueur d'onde d'émission dans le repère du coeur, ou légèrement décalée vers le rouge. La partie C est occultée. Le profil de la raie ainsi obtenue est indiqué sur la partie droite de la figure.

[Minkowski, 1940] distingua le premier les supernovae de type I des supernovae de type II : les spectres des supernovae de type I ne présentent pas de trace d'hydrogène, sauf en cas de contamination par une région H II. Les spectres de supernovae de type II contiennent des raies d'hydrogène, surtout H_{α} , mais son intensité varie d'une supernova de type II à une autre.

La classe des supernovae de type I a été subdivisée par la suite en type Ia, Ib, et Ic ([Swartz et al., 1993a], [Porter et Filipenko, 1987]). Les spectres des supernovae de type Ia possèdent aux alentours du pic de luminosité optique une raie d'absorption vers 6150 Å dûe à Si II, qui est absente, ou très faible, dans les spectres de supernovae de type Ib ou Ic. Les spectres des supernovae de type Ib présentent des raies relativement importantes d'hélium ($He\ I\ \lambda 5876$ est la principale) alors qu'elles sont inexistantes, ou très faibles, dans les spectres des supernovae de type Ic. Les supernovae de type Ia constituent 80% des supernovae de type I. Mentionnons ici que l'identification des raies composant les spectres d'une supernova est une tâche ardue qui nécessite la modélisation sur ordinateur de l'atmosphère en expansion de la supernova.

Les supernovae de type II sont subdivisées selon le déclin de leur luminosité en type II-plateau (II-P) ou type II-linéaire (II-L).

La classification des supernovae est résumée en figure 1.4.

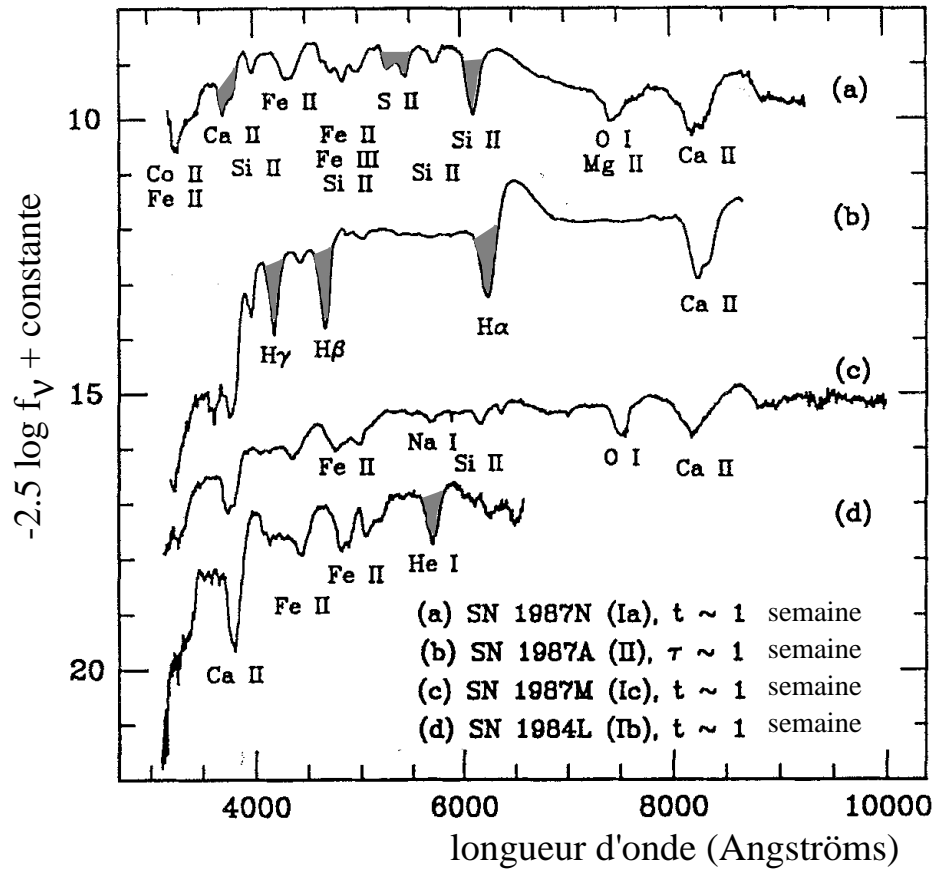


FIG. 1.2 – Spectre de supernovae de type I et II pendant la phase photosphérique (f_ν est le flux par unité de fréquence) : les supernovae de type II sont caractérisées par les raies d'hydrogène qui sont absentes chez les supernovae de type I. Les supernovae de type I sont subdivisées en type Ia (présence du silicium), Ib (pas de silicium, mais de l'hélium), et Ic (ni silicium, ni hélium). Les raies caractéristiques du type de la supernova sont indiquées en grisé. (d'après [Filippenko, 1997])

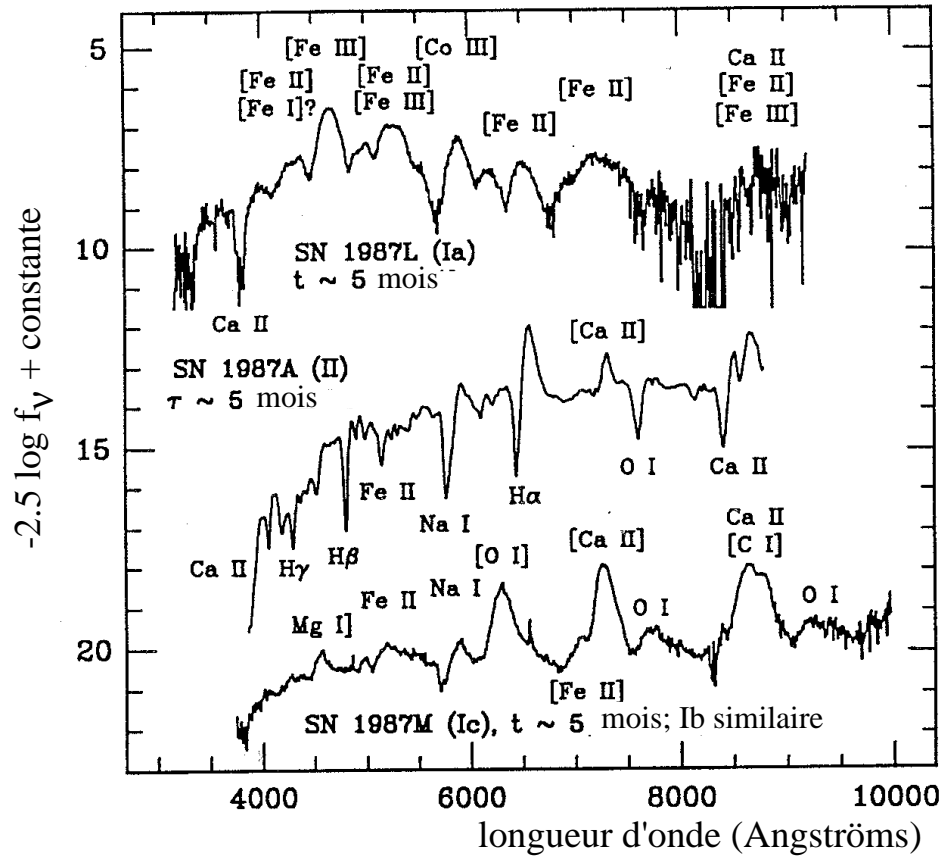


FIG. 1.3 – Spectre de supernovae de type I et II pendant la phase nébulaire. Les spectres des supernovae de type Ia sont dominées par les raies du fer et du cobalt. Les supernovae II, Ib et Ic, présentent des raies du calcium et de l'oxygène. Les raies d'émission de ces éléments sont plus faibles chez les supernovae de type II-linéaire, dont le spectre est dominé par la raie de H α en émission. ([Filippenko, 1997])

classification des supernovae

par le spectre à l'époque de la luminosité maximum

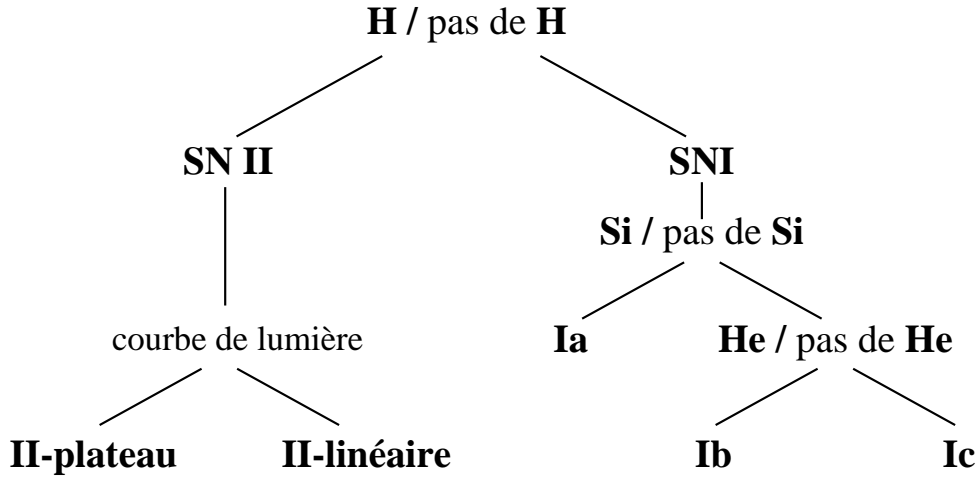


FIG. 1.4 – *Classification des supernovae. (adapté de [Petschek, 1990])*

Nous présentons ici rapidement les principales caractéristiques spectrales et photométriques des différents types de supernovae. Les courbes de lumière dans la bande B des supernovae de type I et II sont regroupées en figure 1.5.

- **supernovae de type Ia**

En figure 1.6 est présentée l'évolution temporelle du spectre d'une supernova de type Ia typique. La raie principale en absorption à $\sim 6150 \text{ \AA}$ qui distingue les supernovae de type Ia des types Ib/Ic est due au doublet Si II $\lambda\lambda 6347, 6371$. Elle est visible jusqu'à 15 jours après le maximum de luminosité. C'est la raie la plus intense du spectre avec celle due au doublet de Ca II H&K $\lambda\lambda 3934, 3968$. La vitesse d'expansion qu'on déduit de l'étude du profil de type P-Cygni de la raie du silicium est supérieure à 10000 km s^{-1} . Les principales raies en absorption qu'on observe dans le spectre à cette époque sont dues aux éléments suivants : Ca II, O I, Si II, S II, Fe II, Ca II. Au bout de 15 jours, le spectre est dominé par les raies de Fe II. Finalement, un mois après le maximum, le spectre est dominé par les raies de Fe II et Fe III, ainsi que de Co II.

Les courbes de lumière dans la bande B ou V des supernovae de type Ia sont remarquablement semblables tant par la forme (figure 1.7) que par la magnitude absolue maximum atteinte. En se restreignant aux supernovae Ia dont la couleur vérifie $|B - V| \leq 0.25$, [Vaughan et al., 1995] estiment la luminosité maximale dans la bande B à :

$$M_B = -18.29 + 5 \log h \quad (1.1)$$

ce qui correspond à $\sim 10^{10}(h/0.5)^{-2} L_{\odot}$, où h est la valeur de la constante de Hubble, qui

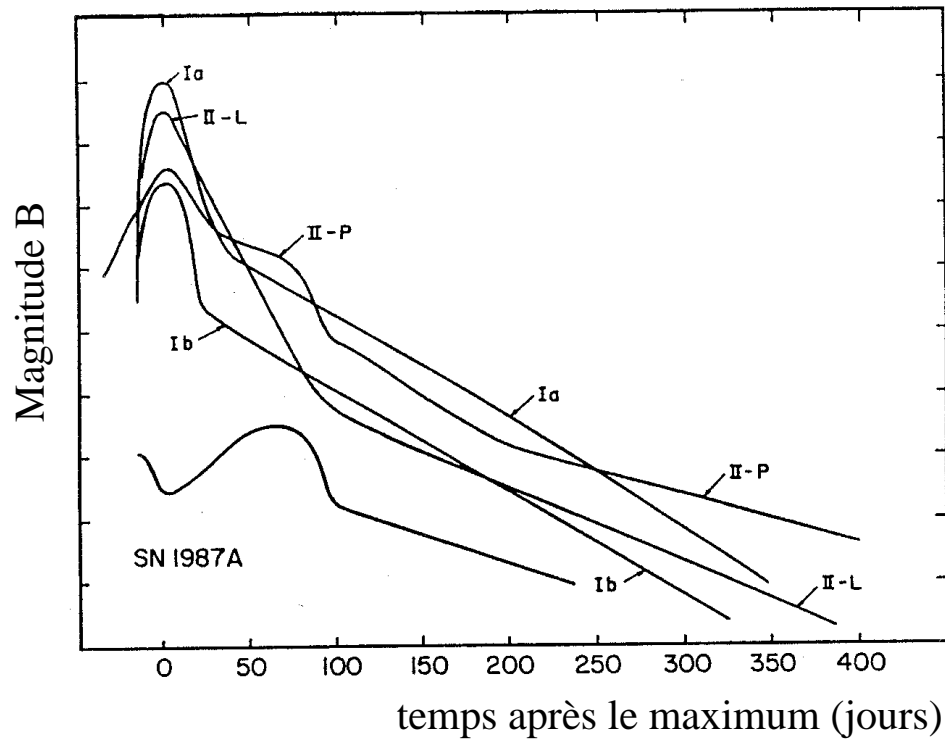


FIG. 1.5 – Courbe de lumière des supernovae de type Ia, Ib, II-plateau (II-P) et II-linéaire (II-L). La courbe de lumière indiquée pour les supernovae de type Ib est aussi valable pour les supernovae Ic. La courbe de lumière de la supernova de type II-L est bâtie à partir de SN 1979C, qui appartient à la catégorie des sur-lumineuses définie par [Patat et al., 1994]. (tiré de [Wheeler, 1990])

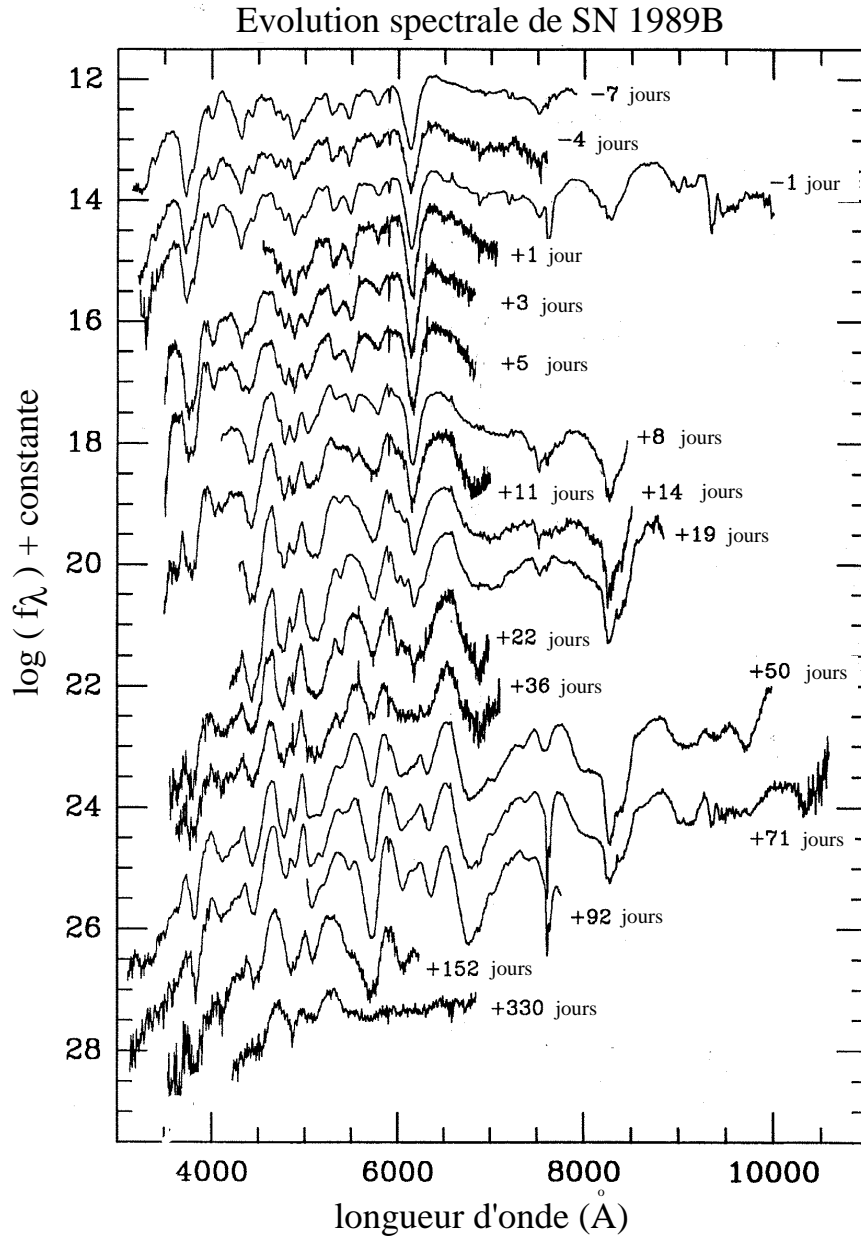


FIG. 1.6 – Evolution temporelle du spectre de SN 1989B, une supernova de type Ia typique. Les dates sont comptées à partir du maximum de luminosité. Environ 20 jours après le maximum, la raie profonde du silicium à $\sim 6150 \text{ \AA}$ a disparu. Le spectre est alors dominé par les raies du fer. ([Wells et al., 1994])

mesure la vitesse d'expansion de l'Univers, divisée par $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

La couleur d'une supernova de type Ia au maximum de luminosité est très bleue ($B - V \sim 0$). La courbe de lumière $B - V$ ainsi que les courbes de lumière R et I sont indiquées en figure 1.8. Notons que les courbes de lumière R et I ne sont pas aussi homogènes que celles mesurées dans la bande B ou V.

Une fois le maximum passé, le taux de déclin de la courbe de lumière B varie : il est tout d'abord de ~ 0.1 magnitude par jour, ce qui correspond à une échelle de temps $\tau \sim 10$ jours (en modélisant la décroissance du flux par une exponentielle $\exp(-t/\tau)$). Environ 50 jours après le maximum, on observe un ralentissement du déclin à 0.015 magnitude par jour, ce qui correspond à une échelle de temps $\tau \sim 70$ jours. Le déclin observé est alors linéaire.

L'homogénéité des supernovae de type Ia est frappante : la dispersion de la valeur de la magnitude B ou V au maximum est de ~ 0.3 magnitude sur l'échantillon sélectionné par [Vaughan et al., 1995]. Cependant, on observe des différences dans les spectres (raies du silicium plus ou moins intenses, par exemple) et les courbes de lumière (magnitude au maximum, vitesse de déclin, couleur) des supernovae de type Ia. Ces différences semblent corrélées entre elles, ainsi qu'éventuellement avec le type de la galaxie hôte. Nous évoquerons ces particularités en détail au chapitre 2.

● supernovae de type Ib et Ic

Certains spectres des supernovae de type I ne présentaient pas la raie profonde du silicium à 6150 \AA : cette constatation amena à distinguer les supernovae de type I en deux groupes, les type I normales et les type I particulières (Ip), qui furent par la suite nommées types Ia et Ib ([Porter et Filipenko, 1987]). L'observation de la variation de l'intensité de la raie d'hélium He I $\lambda 5876$ parmi les supernovae de type Ib suggéra par la suite de distinguer les supernovae de type Ib (raie d'hélium intense) des supernovae de type Ic (raie d'hélium absente) ([Wheeler et Harkness, 1986]). Notons que des supernovae classées Ic, comme SN 1987M, pourraient toutefois présenter des raies faibles dûes à l'hélium ([Swartz et al., 1993b]).

Les supernovae de type Ib/Ic présentent de nombreuses différences avec les supernovae de type Ia ([Porter et Filipenko, 1987]) : par exemple, leur préférence pour les galaxies de type récent (spiraales Sbc), ainsi que, dans leur galaxie hôte, pour les régions H II, ou leur luminosité, 1.5 magnitude plus faible que celle des Ia.

Deux mois après le maximum, dans la phase nébulaire, le spectre des supernovae de type Ib/Ic ressemble à celui d'une supernova de type II (sauf pour les raies de l'hydrogène) : on y trouve les raies en émission des éléments N, C, O, Na, Mg.

La courbe de lumière en B et V des supernovae de type Ib/Ic (voir figure 1.5) est assez semblable à celle d'une supernova de type Ia, bien que moins lumineuse. De plus, le taux de déclin 50 jours après le maximum est moins rapide : la luminosité décroît alors de 0.01 magnitude par jour, ce qui correspond à une échelle de temps de ~ 110 jours.

● supernovae de type II

La présence de raies d'hydrogène, en particulier H_α , caractérisent les supernovae de type II, pendant la phase nébulaire ou photosphérique.

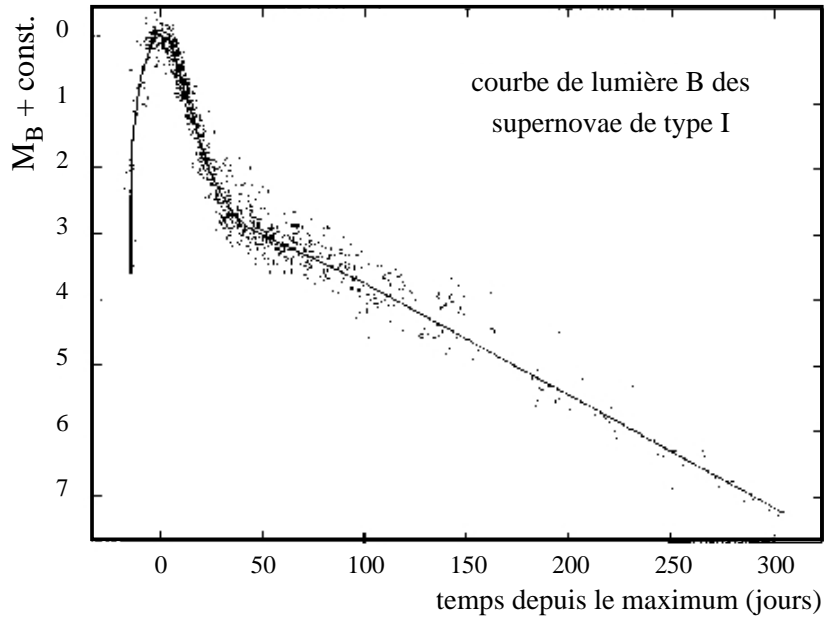


FIG. 1.7 – Courbe de lumière composite obtenue à partir de 38 supernovae de type I. Elle permet de constater l’homogénéité des courbes de lumière des supernovae de type Ia : soulignons qu’une partie de la dispersion observée ici est due à la contamination de l’échantillon de supernovae utilisées par des supernovae de type Ib ou Ic. [Doggett et al., 1985]

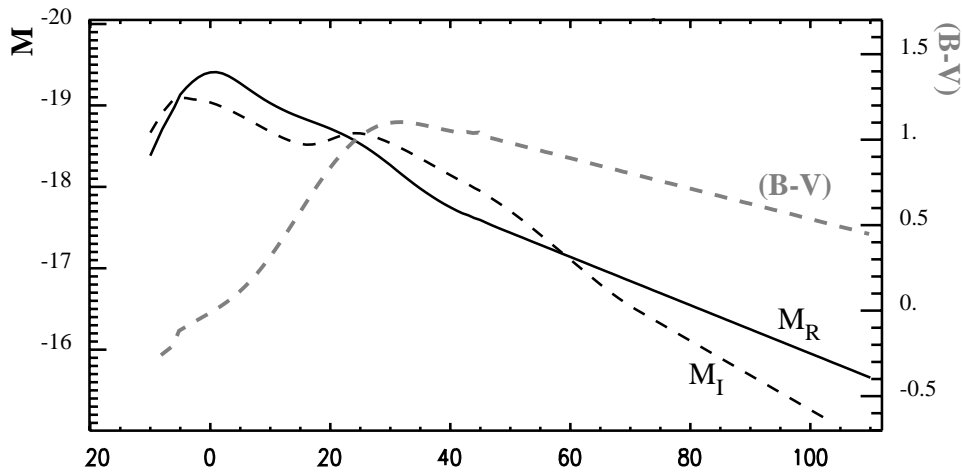


FIG. 1.8 – Courbe de couleur $B - V$ (en grisé) et courbe de lumière en R et I pour les supernovae de type Ia. On remarque la présence d’un second maximum en I . (d’après [Riess et al., 1996a])

[Barbon et al., 1991] ont montré sur une étude de 23 courbes de lumière de supernovae de type II qu’il était possible de les distinguer en deux type, les type II-plateau et les type II-linéaire. Entre 25 et 80 jours après le maximum, la luminosité des supernovae de type II-plateau demeure à 1-1.5 magnitude de la luminosité maximale. En revanche, après le maximum, la magnitude B de la courbe de lumière des supernovae de type II-linéaire “décroit”² linéairement à un taux de 0.09 magnitude par jour, soit une échelle de temps de 10 jours, puis, au bout de 80 jours, à un taux de 0.01 magnitude, soit une échelle de temps de 110 jours (figure 1.5).

La magnitude maximale atteinte par les supernovae de type II varie beaucoup d’une supernova à une autre. [Patat et al., 1994] distinguent trois catégories de supernovae de type II — les sous-lumineuses, les régulières et les brillantes — dont la magnitude absolue atteinte au maximum est en moyenne égale à :

$$\text{SN II - P} : \begin{cases} M_{V \text{ sous-lumineuse}} &= -13.37 + 5 \log h \\ M_{V \text{ régulière}} &= -15.9 + 5 \log h \\ M_{V \text{ brillante}} &= -18.1 + 5 \log h \end{cases} \quad (1.2)$$

$$\text{SN II - L} : \begin{cases} M_{V \text{ sous-lumineuse}} &= -13.27 + 5 \log h \\ M_{V \text{ régulière}} &= -15.8 + 5 \log h \\ M_{V \text{ brillante}} &= -18. + 5 \log h \end{cases} \quad (1.3)$$

Les spectres des supernovae de type II est dominé par les raies de Balmer de l’hydrogène. Pendant la phase plateau, la raie H_α gagne en intensité. Puis les raies de O I et Ca II apparaissent. Si les spectres des supernovae de type II-plateau et II-linéaire présentent les raies des mêmes éléments, les raies des II-linéaire ont une composant en absorption particulièrement faible.

Nous avons été témoin, il y a de cela 10 ans, de l’explosion d’une supernova de type II dans le Grand Nuage de Magellan : SN 1987A est la première supernova visible à l’oeil nu depuis celle observée par Képler en 1604. La luminosité maximale qu’elle atteint est inférieure d’un facteur 100 à celle d’une supernova de type II typique.

Le spectre photosphérique de SN 1987A et de SN 1990K, une supernova de type II-linéaire, est présenté en figure 1.9, et leur spectre nébulaire en figure 1.10.

• taux d’explosion

Les taux d’explosion de supernovae ont été mesurés par [Cappellaro et al., 1997] en combinant les résultats de cinq recherches de supernovae. Ces recherches détectaient les supernovae en apparition sur des plaques photographiques. Les taux sont exprimés en SNU, les “SuperNovae units” ou “unités de SuperNovae”, c’est-à-dire en nombre de supernovae explosant par $10^{10}h^{-2}$ luminosité solaire ($L_{\odot B}$) et par siècle. Ils sont donc proportionnels à h^2 . Les taux mesurés sont indiqués dans le tableau 1.1. On remarque que les supernovae de type II, Ib et Ic se distinguent par le fait qu’elles ne semblent pas exploser dans les galaxies évoluées, c’est-à-dire les elliptiques et les spirales S0. Si les supernovae de type

2. En fait, la magnitude augmente parce que le flux décroît. Nous préférons cependant conserver l’expression liée au flux.

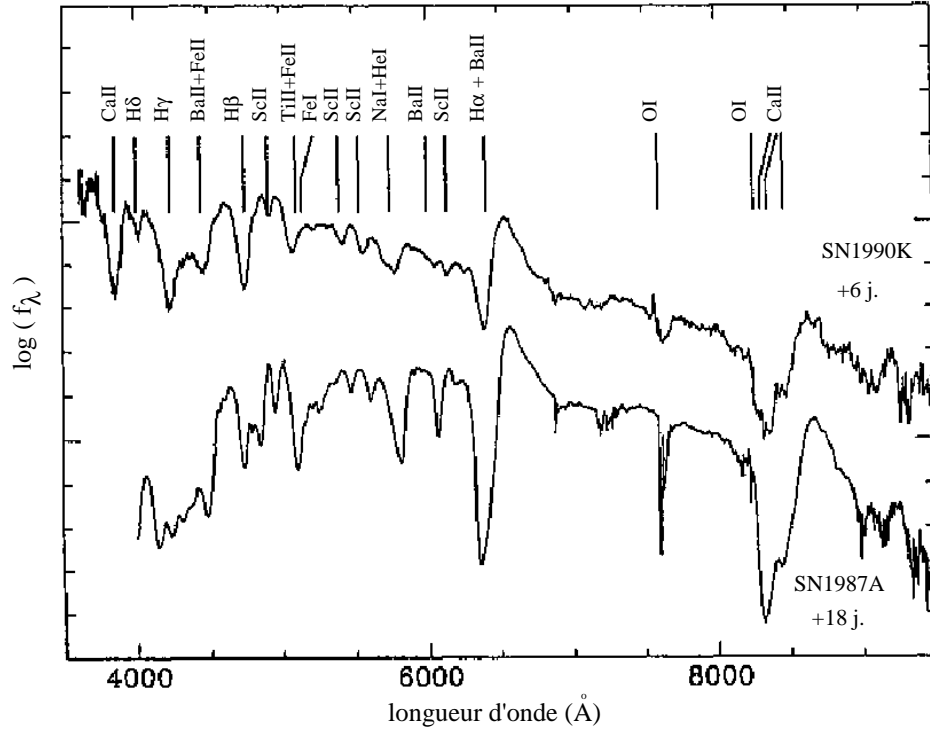


FIG. 1.9 – Spectre de SN 1990K (type II-linéaire) et SN 1987A à une époque proche du maximum. On y observe les raies de l'hydrogène caractérisant les spectres des supernovae de type II. La vitesse d'expansion est d'environ 7000 km s^{-1} . ([Cappellaro et al., 1995])

type de galaxie	taux en [SNu]			
	Ia	Ib	II	All
E	0.13	≤ 0.03	≤ 0.04	0.13
S0	0.18	≤ 0.04	≤ 0.04	0.18
S0a-Sa	0.25	0.16	0.16	0.57
Sab-Sb	0.17	0.09	0.53	0.78
Sbc-Sc	0.23	0.20	0.75	1.19
Scd-Sd	0.24	0.04	1.22	1.49
Autres	0.27	0.22	0.41	0.90
E-S0	0.15	≤ 0.02	≤ 0.02	0.15
S0a-Sb	0.20	0.11	0.40	0.71
Sbc-Sd	0.24	0.16	0.88	1.27

TAB. 1.1 – Taux d'explosion de supernovae mesurés en SNu ($1 \text{ SNu} \equiv 1 \text{ supernova } h_{75}^2 / 10^{10} L_{\odot B} / \text{siècle}$) pour chaque type de supernova et chaque type de galaxie hôte. Le facteur h_{75} est défini par $h_{75} = H_0 / (75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$. ([Cappellaro et al., 1997])

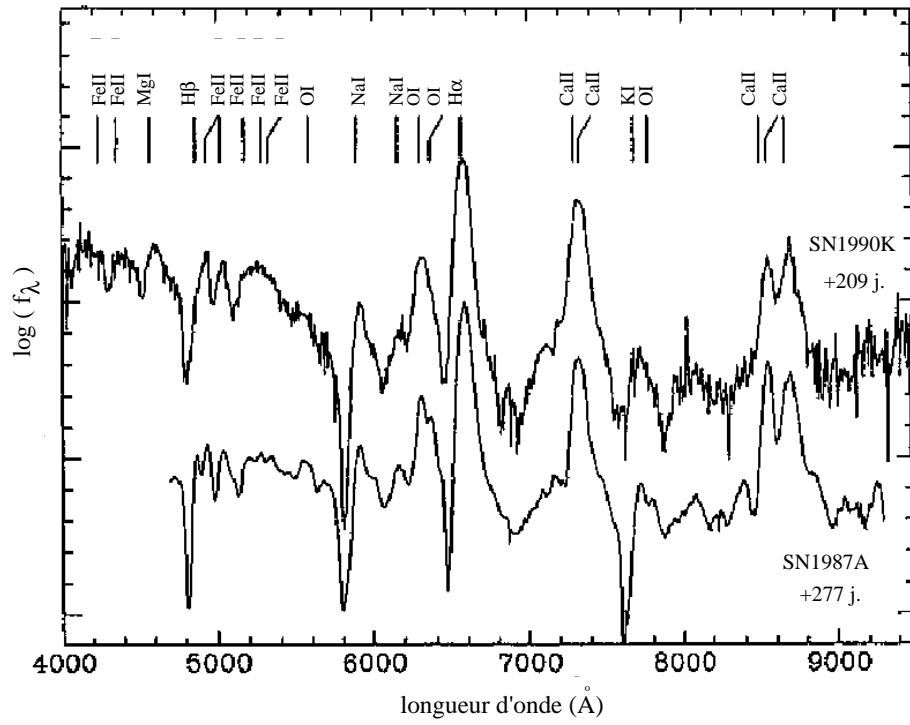


FIG. 1.10 – Spectre nébulaire de SN 1990K et SN 1987A. ([Cappellaro et al., 1995])

Ia ont un taux d'explosion plus faible que celui des type II, on les trouve par contre dans toutes les galaxies. Elles sont cependant généralement associées au coeur des galaxies spirales, alors que les supernovae de type II sont plutôt découvertes dans les bras de ces dernières.

1.2 Supernovae thermonucléaires : type Ia

Après avoir évoqué l'évolution des étoiles de petite masse, nous présenterons les modèles expliquant les supernovae de type Ia par l'explosion de naines blanches.

1.2.1 Evolution stellaire des étoiles de petite masse ($M \lesssim 8 M_{\odot}$)

Nous résumons ici rapidement les étapes principales de la vie d'une étoile. A cet effet, on peut consulter [Schatzman et Praderie, 1990], et pour un résumé, [Prantzos et Montmerle, 1998].

Les étoiles évoluent d'autant plus vite qu'elles sont massives : leur durée de vie ("temps de vie nucléaire") est inversement proportionnelle à leur masse au carré. Ainsi, la longévité des étoiles de petite masse est de l'ordre du milliard ou de la dizaine de milliards d'années, alors que la durée de vie d'une étoile massive se compte en millions d'années.

Pendant les premiers 8 à 10 milliards d'années de sa vie, l'étoile de petite masse ($M \lesssim 8 M_{\odot}$) que nous considérons ici brûle son hydrogène en hélium. Elle se situe dans le diagramme luminosité-couleur de Hertzsprung-Russel (H-R) sur la séquence principale (SP, voir figure 1.11). Lorsque l'hydrogène du coeur est épuisé, celui-ci se contracte, et chauffe les couches supérieures d'hydrogène qui brûlent à leur tour. Cette brusque augmentation du débit d'énergie provoque l'expansion et le refroidissement des couches externes. La luminosité L de l'étoile reste d'abord constante, en conséquence sa température de surface $T_S^4 \propto (L/R^2)$ diminue et l'étoile rougit. Puis la luminosité de l'étoile augmente, l'expansion des couches externes se poursuivant : dans le diagramme H-R, l'étoile monte le long de la branche des géantes rouges (GR).

Au bout d'environ un milliard d'années, la température du coeur d'hélium est suffisante pour en amorcer la combustion en carbone et en oxygène. Dans les étoiles de petites masses, le coeur d'hélium est dégénéré. L'allumage de l'hélium dans ces conditions est explosif : la pression ne dépend que de la densité, et une augmentation de température n'est pas régulée par une augmentation de pression qui permettrait la dilatation et le refroidissement du système. L'"éclair" de l'hélium qui en résulte dilate quelque peu le coeur qui cesse d'être dégénéré : la combustion de l'hélium s'effectue alors normalement. La luminosité de l'étoile diminue et, selon sa métallicité, qui modifie sa couleur, l'étoile continue la combustion de l'hélium au bas de la branche des géantes rouges, ou sur la branche horizontale (BH).

Lorsque l'hélium du coeur est épuisé, celui-ci se contracte à nouveau. Il est maintenant composé principalement de carbone et d'oxygène. Par le même mécanisme que précédemment, les couches externes d'hélium s'allument provoquant l'expansion de l'enveloppe. L'étoile grimpe de nouveau dans le diagramme H-R, le long de la branche des géantes rouges asymptotiques (GRA), parallèle à celle des géantes rouges. L'enveloppe d'hydrogène et la coquille d'hélium que celle-ci entoure brûlent à tour de rôle en cycle de pulsations thermiques (PT).

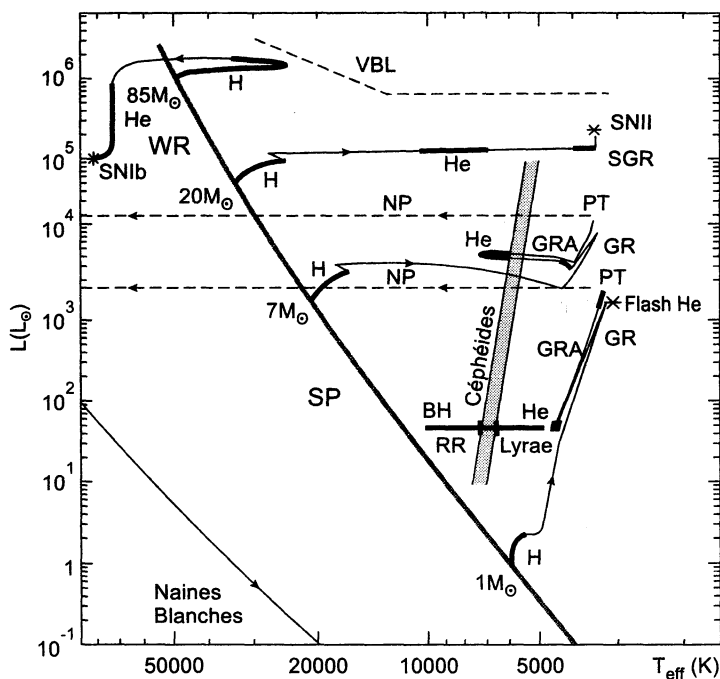


FIG. 1.11 – Diagramme de Hertzsprung-Russell théorique, où sont tracés les chemins d'évolution de quatre étoiles de masse 1, 7, 20, et 85 M_{\odot} . Les phases longues de combustion centrale de l'hydrogène et de l'hélium sont tracées en trait épais. Sont indiquées : la séquence principale (SP), la branche des géantes rouges (GR) et des géantes rouges asymptotiques qui lui est parallèle (GRA), la position à laquelle se produit l'éclair (flash) de l'hélium, les pulsations thermiques (PT) et la phase de nébuleuse planétaire (NP). Les petites étoiles brûlent leur hélium à la base de la branche des géantes rouges, ou, si leur métallicité est faible, sur la branche horizontale (BH). Elles traversent à cette occasion la bande d'instabilité, où elles subissent le phénomène de pulsation stellaire liée à des variations d'opacité de certaines couches superficielles. Les étoiles plus massives deviennent des super-géantes rouges (SGR) et finissent en supernova de type II. Les étoiles très massives subissent de très fortes pertes de masse, qui les dépouillent de leurs couches externes. Elles traversent la région des super-géantes bleues (Variables Bleues Lumineuses, VBL) et finissent en étoile Wolf-Rayet (W-R) avant d'exploser en supernova de type Ib/c. (tiré de [Prantzos et Montmerle, 1998])

L'étoile entre alors dans une phase d'instabilité de quelques dix millions d'années au cours de laquelle elle éjecte son enveloppe, qui représente 0.2 à $0.3 M_{\odot}$. La diminution de surface qui en résulte augmente la température de surface, l'étoile bleuit et le rayonnement UV qu'elle émet ionise l'enveloppe éjectée qui devient visible : c'est le phénomène spectaculaire de nébuleuse planétaire (voir figure 1.12). A l'issue de cette phase, il ne reste plus qu'un coeur inerte de carbone et d'oxygène. La luminosité et la température de surface diminuent. L'étoile finit sa vie en naine blanche : son rayon est de l'ordre de $R \sim 5000$ km, sa masse d'environ $M \sim 0.5 - 1 M_{\odot}$.

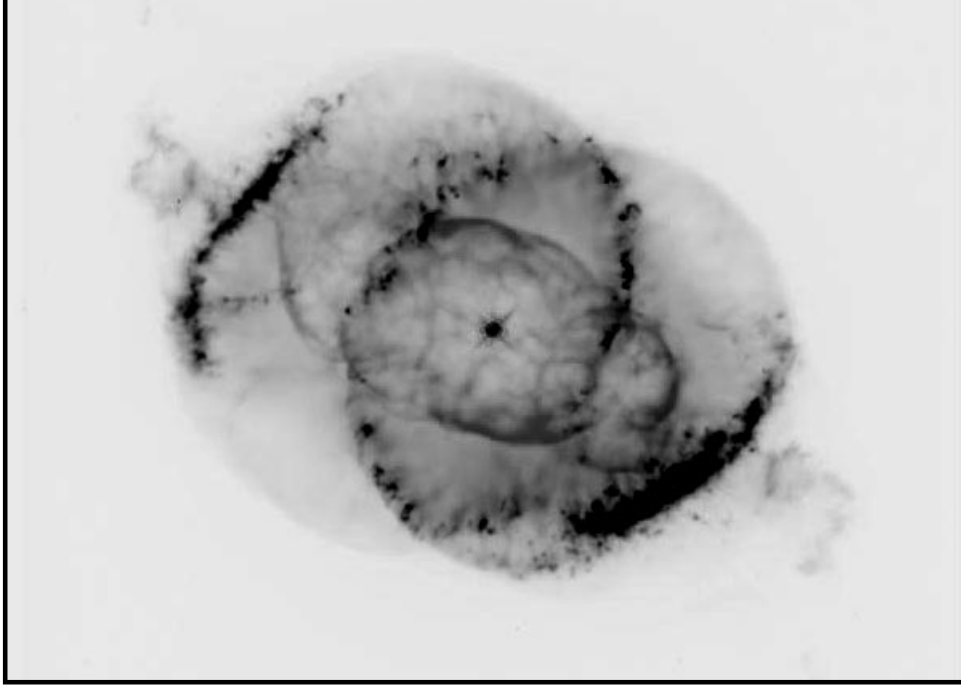


FIG. 1.12 – Image de la nébuleuse planétaire NGC6543 prise par le télescope spatial Hubble. La complexité de la distribution du gaz (en coquilles et en jets) pourrait s'expliquer par la présence de deux étoiles au sein de la nébuleuse planétaire. (J.P Harrington et K.J. Borkowski (Université du Maryland) et NASA)

A cette densité, la naine blanche est soutenue par la pression des électrons dégénérés et relativistes. La densité de la naine blanche est égale à :

$$\rho = 4 \cdot 10^6 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{5000 \text{ km}}{R} \right)^3 \text{ g cm}^{-3} \quad (1.4)$$

soit une densité électronique égale à :

$$n_e \sim 1.10^{30} \left(\frac{Y_e}{0.5} \right) \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{5000 \text{ km}}{R} \right)^3 \text{ cm}^{-3} \quad (1.5)$$

où $Y_e \sim 0.5$ est la fraction électronique (rapport du nombre d'électrons sur le nombre de baryons). Dans ces conditions, la température de Fermi des électrons est supérieure à

celle de la naine blanche : le gaz d'électrons est dégénéré. La pression ne dépend plus que de la densité, et de la fraction électronique, avec un indice polytropique variant selon que les électrons sont relativistes ou non :

$$\text{(électrons non-relativistes)} \quad P \propto Y_e^{\frac{5}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} \quad (1.6)$$

$$\text{(électrons relativistes)} \quad P \propto Y_e^{\frac{4}{3}} \rho^{\frac{4}{3}} \quad (1.7)$$

La densité de la naine blanche est si élevée que l'impulsion de Fermi p_F des électrons est supérieure à $m_e c$: ils sont relativistes.

Étudions l'équilibre de la naine blanche. En supposant la densité constante, la "pression" exercée par les forces gravitationnelles s'écrit :

$$P_G \sim -\frac{3G}{20\pi} \frac{M^2}{R^4} \quad (1.8)$$

Effectuons un développement limité de l'expression de la pression des électrons P_e en fonction du rapport $(m_e c/p_F)$: $P_e \propto p_F^4 (1 - (m_e c/p_F)^2)$. Au premier ordre, on retrouve bien l'expression 1.7. La pression exercée par les électrons possède donc au premier ordre la même dépendance en R que P_G et s'écrit en fonction de R et M ([Diu et al., 1989]) :

$$P_e \propto (Y_e M)^{\frac{4}{3}} \frac{1}{R^4} \left[1 - A (Y_e M)^{-\frac{2}{3}} R^2 \right] \quad (1.9)$$

où A est une constante. La condition d'équilibre implique l'égalité des deux pressions (la pression des noyaux est négligeable), ce qui conduit à la relation masse-rayon :

$$R \propto (Y_e M)^{\frac{1}{3}} \left[1 - A' Y_e^{-\frac{4}{3}} M^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

où A' est une constante. Ainsi, pour une masse supérieure à la masse limite appelée masse de Chandrasekhar :

$$M_{\text{limite (ch)}} = 1.73 \left(\frac{Y_e}{0.5} \right)^2 M_{\odot}, \quad (1.11)$$

il n'existe pas de configuration stable. Notons de plus que le rayon est une fonction décroissante de la masse : les plus petites naines blanches sont les plus massives. Le calcul tenant compte de la dépendance radiale de ρ conduit à la valeur :

$$M_{ch} = 1.46 \left(\frac{Y_e}{0.5} \right)^2 M_{\odot} \quad (1.12)$$

1.2.2 Modèles d'explosion

Les propriétés observationnelles des supernovae de type Ia sont bien représentées par les modèles où l'étoile parente est une naine blanche accrétant de la matière d'un compagnon et explosant lorsqu'elle atteint (parfois avant) la masse de Chandrasekhar.

- **Etoile parente**

Les supernovae de type Ia, contrairement aux supernovae de type II, ne sont pas associées aux régions H II des galaxies spirales, et sont par contre observées dans les galaxies elliptiques où la formation d'étoiles a cessé. Ceci nous suggère qu'elles sont associées avec une population d'étoiles vieilles, donc de petites masses. Ajouté au constat que l'hydrogène est absent des spectres de supernovae de type Ia, cet argument nous conduit à identifier la population parente aux naines blanches.

L'explosion thermonucléaire d'une naine blanche composée de carbone et d'oxygène (C+O) permettrait d'expliquer pourquoi les raies du Fer dominent les raies du spectre dans la phase nébulaire : le ^{56}Ni produit par la fusion du carbone se désintègre avec une demi-vie de 6 jours en ^{56}Co , lui-même se désintégrant avec une demi-vie de 77 jours en ^{56}Fe . La présence de cobalt dans le spectre de la supernova confirme cette interprétation. Notons que les demi-vies du ^{56}Ni et du ^{56}Co correspondent relativement aux temps caractéristiques de la courbe de lumière des supernovae de type Ia. Toutefois, le spectre des supernovae de type Ia contient aussi des éléments de masse intermédiaire : O, Mg, Si, S, Ca. Tout le matériel de la supernova n'est donc pas traité jusqu'à l'équilibre nucléaire statistique.

Une naine blanche laissée à elle-même refroidit lentement. Pour l'amener à exploser, on fait intervenir une étoile compagnon dont elle accréterait la masse.

Le transfert de masse n'est pas aisé à assurer, et le résultat dépend de l'étoile compagnon et du taux d'accrétion. L'étoile peut accréter de l'hydrogène lorsque son compagnon est par exemple une sous-géante ou une étoile de la séquence principale remplissant son lobe de Roche, ou une géante rouge subissant une perte de masse par vent stellaire. L'étoile peut accréter de l'hélium si son compagnon a perdu son enveloppe d'hydrogène lors d'un épisode ultérieur ou si celui-ci est une naine blanche composée d'hélium. Lorsque le matériel accrété est de l'hydrogène ou de l'hélium, celui-ci doit être converti en carbone et en oxygène par combustion thermonucléaire non-violente : si celle-ci est dégénérée, elle conduit à un régime d'éclairs qui éjecte la matière accrétée. Enfin, deux naines blanches C+O peuvent coalescer, leur distance de séparation diminuant du fait des pertes d'énergie par émission d'ondes gravitationnelles.

Ainsi, l'accrétion de C+O directe ou par combustion thermonucléaire non violente (à un taux $\dot{M} \sim 10^{-8} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$) de l'hydrogène ou de l'hélium amène la naine blanche à la masse de Chandrasekhar : celle-ci commence à s'effondrer, et l'augmentation de densité et de température amorce la fusion du carbone au centre de l'étoile. Dans ces conditions dégénérées, la réaction thermonucléaire est instable ce qui provoque l'explosion de la naine blanche. Soulignons que ce scénario permet d'expliquer l'homogénéité des supernova de type Ia, les étoiles parentes des supernovae explosant toujours à la même masse.

Si le taux d'accrétion est plus faible, $\dot{M} = 10^{-9} - 5.10^{-8} M_{\odot}/\text{an}$, les éclairs faibles d'hélium qui s'ensuivent peuvent induire une détonation dans la couche d'hélium qui provoque la combustion explosive du carbone, avant que la naine blanche n'atteigne la masse de Chandrasekhar.

- **Energétique de l'explosion**

Nous présentons ici un bilan simplifié de l'explosion d'une supernova de type Ia ([Mochkovitch, 1994]). Seule 40% de la masse de la naine blanche subit la combustion

nucléaire du carbone jusqu'aux éléments du pic du Fer, qui libère $q_{\text{nuc}} \sim 8.10^{17} \text{ erg g}^{-1}$. Pour les 60 % restants, la combustion s'arrête aux éléments intermédiaires, et produit $q_{\text{nuc}} \sim 5.10^{17} \text{ erg g}^{-1}$. L'énergie thermonucléaire libérée par la combustion thermonucléaire d'une naine blanche proche de la masse de Chandrasekhar est donc égale à :

$$E_{\text{SN Ia}} \equiv E_{\text{nuc}} \sim 2.10^{51} \text{ erg} \quad (1.13)$$

L'énergie de liaison de la naine blanche est comprise entre la valeur correspondant à la situation où les électrons dégénérés sont relativistes, $E_{\text{liais}} \sim 0$, et celle correspondant à une densité suffisamment faible pour que les électrons ne soient plus relativistes, $E_{\text{liais}} \sim -3/7 GM^2/R$ ([Gourgoulhon, 1995]). Ainsi, en prenant un rayon $R = 5000 \text{ km}$ pour la naine blanche, on obtient :

$$\begin{aligned} |E_{\text{liais}}| &\lesssim 4.10^{50} \text{ erg} \\ &\ll E_{\text{nuc}} \end{aligned} \quad (1.14)$$

La naine blanche est donc complètement détruite. La vitesse d'expansion de l'enveloppe éjectée mesurée sur le spectre est d'environ $v_{\text{exp}} \sim 10000 \text{ km s}^{-1}$. L'énergie cinétique $E_c \sim 1/2 Mv_{\text{exp}}^2$ peut donc être estimée à :

$$E_c \sim 1 - 2.10^{51} \text{ erg} \quad (1.15)$$

L'énergie fournie par l'explosion thermonucléaire est convertie en énergie cinétique. La source d'énergie de la courbe de lumière provient essentiellement de la décroissance radioactive du ^{56}Ni . La quantité d'énergie lumineuse libérée est égale à :

$$E_{\text{phot}} \sim 10^{49} \text{ erg} \quad (1.16)$$

Les supernovae de type Ia sont donc avant tout des supernovae nucléaires, puis des supernovae radioactives.

• Modèles d'explosion

Cette section s'appuie sur les articles de revue de [Nomoto, 1997] et [Branch et Khokhlov, 1995].

[Hoyle et Fowler, 1960] ont suggéré les premiers que les supernovae de type Ia provenaient de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche dans un système binaire.

Examinons d'abord le modèle où l'étoile parente est une naine blanche C+O à la masse de Chandrasekhar.

L'allumage du carbone au centre de la naine blanche commence lorsque la densité centrale atteint 10^9 g cm^{-3} . L'explosion thermonucléaire provoque l'incinération du matériel en éléments du pic du fer, puis se propage vers la surface.

Le front de combustion peut alors se propager selon deux régimes, la déflagration et la détonation. On ne sait pas encore lequel de ces deux scénarios prédomine.

- déflagration : la vitesse du front de combustion est subsonique. Il se propage par conduction ou convection. La pression diminue lorsque le front de combustion passe : la couche se dilate puis brûle.

- détonation : la vitesse du front de combustion est supersonique. Le matériel incinéré suit le front de propagation, à une vitesse sub- ou supersonique. La détonation peut être considérée comme une flamme précédée par une onde de choc. Le choc augmente la température et la pression avant le passage de la flamme, ce qui accroît la cinétique de la réaction de combustion, et permet à la flamme de se propager rapidement et de suivre le choc.

La vitesse du son dans la naine blanche est de l'ordre de $c_s \sim 3.10^8 - 10^9 \text{ cm s}^{-1}$. Pour que la naine blanche explose, l'énergie nucléaire doit être libérée en un temps comparable à $t_{\text{traversée}} \sim c_s R$. C'est le cas lors d'une détonation. Cependant, pour rendre compte de la présence des éléments intermédiaires observés dans le spectre, il est nécessaire qu'une partie de la combustion s'effectue à une densité $\rho \sim 10^7 \text{ g cm}^{-3}$, plus faible que la densité initiale, afin d'éviter que l'équilibre nucléaire statistique ne soit atteint. Lors de la détonation, la densité de la matière en avant du front de flamme reste la même jusqu'à ce qu'elle rencontre le choc : toute la masse de la naine blanche est incinérée en éléments du pic du fer. La déflagration n'a pas ce travers, car les ondes de pression provoquent l'expansion de la matière avant l'arrivée de la flamme. La vitesse d'expansion dans le cas d'une déflagration laminaire ($\sim 0.01c_s$, propagation par conduction) est cependant trop faible pour faire exploser la naine blanche. Toutefois, diverses sources d'instabilité, comme l'instabilité de Rayleigh-Taylor, et la turbulence qui en résulte modifient la vitesse de la flamme. La propagation par convection turbulente conduit à une vitesse de flamme $\sim 0.5 - 0.7c_s$. Cet effet peut toutefois provoquer la transition du régime de déflagration au régime de détonation. Dans les modèles de déflagration comme le modèle W7 ([Nomoto et al., 1984]), la vitesse de flamme requise atteint $0.2c_s$.

Une autre solution est de combiner une déflagration puis une détonation dans un modèle appelé "la détonation retardée" ([Khokhlov, 1991]). La déflagration permet l'expansion de la naine blanche, et la détonation d'en achever l'incinération. Grâce à l'expansion, la détonation peut avoir lieu à des densités suffisamment basses pour produire les éléments intermédiaires dans les couches externes de l'enveloppe. La quantité de ^{56}Ni produite est quant à elle reliée à la densité $\rho_{\text{tr}} \sim 1 - 5 \cdot 10^7 \text{ g cm}^{-3}$ au moment de la transition entre la détonation et la déflagration. Dans ce modèle, la vitesse de la propagation de la déflagration est si basse que la combustion peut s'arrêter : la naine blanche finit par se recontracter, la compression qui s'ensuit et l'instabilité de Rayleigh-Taylor provoquant alors la détonation à une densité plus faible, $\rho_{\text{tr}} \sim 10^7 \text{ g cm}^{-3}$. Ce modèle est appelé "détonation retardée avec pulsation" ([Arnett et Livne, 1984]).

Examinons maintenant le scénario où la naine blanche a une masse inférieure à la masse de Chandrasekhar : la couche d'hélium accrétée joue le rôle de détonateur ([Woosley et Weaver, 1994]). La détonation se propage à toute la couche d'hélium, et provoque par compression la détonation du carbone. La naine blanche ayant une masse plus petite, la densité est suffisamment basse pour autoriser la production d'éléments intermédiaires. La masse de ^{56}Ni produite dépend de la masse de la naine blanche.

1.2.3 Courbe de lumière

Pendant la phase photosphérique, la source d'énergie de la courbe de lumière provient du piégeage des rayons γ issus de la décroissance radioactive du ^{56}Ni (demi-vie de 6

jours). L'évolution en luminosité est donc tout d'abord gouvernée par le taux avec lequel les photons du ^{56}Ni déposent leur énergie et par le temps de diffusion des photons dans l'enveloppe :

$$t_{\text{diff}} \sim \frac{\sigma M}{4cR} \quad (1.17)$$

où σ est la section efficace de diffusion ([Arnett, 1979]). Le temps de diffusion effectif, défini par $t_{\text{diff}} \sim t$, où t mesure le temps écoulé depuis l'explosion, est égal à :

$$t_{\text{diff. eff.}} \sim \sqrt{\frac{\sigma M}{4cv}} \sim 30 \text{ jours.} \quad (1.18)$$

en prenant une vitesse d'expansion ($R = vt$) $v = 10000 \text{ km s}^{-1}$. Il contrôle la forme de la courbe de lumière dans les premières semaines après l'explosion. Le maximum de luminosité est atteint au bout d'une dizaine de jours après l'explosion. L'homogénéité des supernovae est expliquée par la quantité de ^{56}Ni ($\sim 0.7 M_{\odot}$), pratiquement constante produite lors de l'explosion. De faibles variations de la masse de nickel produite pourraient expliquer la dispersion (réduite) de la distribution de luminosité maximale des supernovae de type Ia .

Pendant la phase nébulaire, environ deux mois après le maximum, la courbe de lumière est alimentée par les positons provenant de la décroissance radioactive du ^{56}Co en ^{56}Fe (demi-vie de 77 jours) qui déposent leur énergie dans l'enveloppe. Ceci explique pourquoi à cette époque la courbe est linéaire : la différence entre la pente observée et la période du ^{56}Co (70 jours au lieu des 110 jours correspondant à la demi-vie de 77 jours du ^{56}Co) est due au mécanisme de déposition de l'énergie ([Petschek, 1990]).

1.3 Supernovae gravitationnelles : type II, Ib et Ic

Nous évoquons ici l'évolution des étoiles massives, ainsi que les modèles d'explosion des supernovae de type II, Ib et Ic.

1.3.1 Evolution stellaire des étoiles massives ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$)

Les étoiles massives (de 10 à 100 M_{\odot}) sont caractérisées par une luminosité élevée (10^4 à $10^6 L_{\odot}$), une vie courte (de 100 à 1 millions d'années), et des vents stellaires intenses. La réduction de surface qui s'ensuit bleuit les étoiles.

Ainsi, les étoiles O peuvent perdre jusqu'à la moitié de leur masse au cours de leur séjour sur la séquence principale. De même, les étoiles Wolf-Rayet sont des coeurs d'étoiles mis à nu par la perte d'hydrogène qui s'est produite sur la séquence principale et la branche des super-géantes rouges : elles quittent alors cette dernière pour la région des étoiles lumineuses et bleues, dans le diagramme H-R (WR).

Une fois la combustion de l'hélium achevée, le coeur C+O de l'étoile, qui est une super-géante rouge ou bleue, se contracte. La température est telle ($T \sim 5 \cdot 10^8 \text{ K}$) que les pertes d'énergie par émission des neutrinos produits par l'énergie thermique du plasma deviennent importantes, accélérant le processus d'évolution de l'étoile. A une température $T \sim 10^9 \text{ K}$, la fusion du carbone en néon et en sodium est amorcée : elle ne durera

qu'une centaine d'année. A une température $T \sim 10^9$ K se produit la photodissociation du néon, bientôt suivie au bout de quelques années par la fusion de l'oxygène en silicium et en soufre, à $T \sim 2 \cdot 10^9$ K. Quelques mois plus tard, la combustion du silicium en fer à $T \sim 3 \cdot 10^9$ K constitue la dernière phase stable de la vie "nucléaire" de l'étoile.

L'enveloppe de l'étoile reste inchangée pendant les dernières phases de l'évolution du coeur : l'étoile garde la même position sur le diagramme H-R.

1.3.2 Modèle d'explosion

Les supernovae de type II, Ib et Ic seraient produites par l'effondrement gravitationnel du coeur de fer des étoiles massives. Les étoiles parentes des type Ib et Ic auraient été dépouillées de leur enveloppe d'hydrogène (et d'hélium pour les Ic), ce qui explique les différences entre les spectres des supernovae de type II, Ib et Ic.

- **Etoile parente**

Les supernovae de type II, Ib et Ic sont détectées dans les bras des galaxies spirales, là où la formation d'étoiles est importante. Cet argument, ajouté à la similitude des spectres dans la phase nébulaire, conduit à rapprocher les supernovae de type Ib et Ic des types II.

Le scénario proposé originellement par [Baade et Zwicky, 1934] pour les supernovae de type II est étendu aux supernovae de type Ib et Ic : les supernovae de type II, Ib et Ic proviennent de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive en un astre compact, une étoile à neutron ou un trou noir selon la masse initiale.

La diversité des courbes de lumières est expliquée par la diversité des atmosphères des étoiles parentes : une géante rouge ou bleue possédant une enveloppe plus ou moins massive d'hydrogène pour les supernovae de type II, et une étoile ayant perdu son enveloppe d'hydrogène (resp. hydrogène et hélium) comme une Wolf-Rayet pour les supernovae Ib (resp. Ic). Ainsi, SN 1987A, la "supernova du siècle", avait une géante bleue, Sanduleak-69 202 pour étoile parente.

A la fin de la combustion du silicium du coeur en fer, l'étoile a une structure en "pe-lure d'oignon", les couches de compositions différentes s'empilent concentriquement. La composition de l'étoile en fonction du rayon (ou de la masse qu'il englobe) est indiquée dans le tableau 1.2. Le rayon de l'enveloppe d'hydrogène varie entre $R \sim 1000 R_{\odot}$ pour une géante rouge, et $R \sim 50 R_{\odot}$ pour une géante bleue, alors que le rayon du coeur de fer est de l'ordre du millier de kilomètres. En réduisant les rayons par un facteur deux milliard, on obtient une enveloppe d'hydrogène d'un diamètre de 20 à 300 mètres, et un coeur de fer de 0.5 mm ! Selon l'expression de [Mochkovitch, 1996], le coeur de fer, qui est le moteur de l'explosion, représente "une tête d'épingle dans une montgolfière".

Les réactions de fusion se sont arrêtées au fer, l'élément le plus stable. Tout comme la naine blanche, le coeur de fer est soutenu par la pression des électrons dégénérés. La combustion du silicium en fer se poursuit dans une coquille entourant le coeur. Lorsque celui-ci atteint la masse de Chandrasekhar, il commence à s'effondrer.

- **Energétique de l'explosion**

Composition	Fe	Si Co Ne	He	H
Masse (M_{\odot})	1.4	1	1.5	10
Rayon (km)	10^3	4.10^4	3.10^5	$4.10^7 / 6.10^8$

 TAB. 1.2 – Structure en oignon d’une étoile de $15 M_{\odot}$. ([Mochkovitch, 1996])

Nous suivons ici [Mochkovitch, 1994]. L’énergie libérée par l’effondrement gravitationnel est égale à la différence des énergies potentielles gravitationnelles du coeur et de l’étoile à neutrons EN (ou du trou noir) :

$$E_{\text{SN II}} \equiv \Delta E_{\text{grav}} = E_{\text{grav coeur}} - E_{\text{grav EN}} \quad (1.19)$$

Le rayon du coeur $R \sim 1000$ km est 100 fois plus grand que le rayon de l’étoile à neutron $R_{\text{EN}} \sim 10$ km. Par conséquent,

$$E_{\text{SN II}} \sim -E_{\text{grav EN}} \sim \alpha \frac{GM^2}{R_{\text{EN}}}$$

où $\alpha \lesssim 1$. Pour $M \sim 1.4 M_{\odot}$, on obtient :

$$E_{\text{SN II}} \sim 3\alpha 10^{53} \text{ erg} \quad (1.20)$$

L’énergie libérée est donc 100 fois supérieure à celle d’une supernova de type Ia : en effet, l’effondrement gravitationnel est un processus de libération de l’énergie de masse bien plus efficace que les réactions nucléaires.

Que devient cette énergie? Elle est transformée en énergie lumineuse :

$$E_{\text{phot}} \sim 10^{49} \text{ erg} \quad (1.21)$$

en énergie cinétique :

$$E_{\text{phot}} \sim \frac{1}{2} M_{\text{ejecta}} v^2 \sim 10^{51} \left(\frac{M_{\text{ejecta}}}{5 M_{\odot}} \right) \left(\frac{v_{\text{exp}}}{5000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \text{ erg} \quad (1.22)$$

et surtout en neutrinos, dont le temps de diffusion est bien inférieur à celui des photons. Cette dernière contribution peut être déduite de l’observation des neutrinos de SN 1987A. L’expérience japonaise Kamiokande II (voir figure 1.13, où sont aussi indiqués les 8 neutrinos détectés par l’expérience américaine IMB) a détecté $n_{\bar{\nu}_e} = 12$ neutrinos d’énergie moyenne $\epsilon_{\bar{\nu}_e} \sim 15$ MeV par capture sur protons :

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ \quad (1.23)$$

Le détecteur était constitué d’un grand réservoir de 2000 tonnes d’eau. Le nombre de neutrinos N_{ν} reçus par cm^2 sur Terre peut être estimé à :

$$N_{\nu} = 6 \times n_{\bar{\nu}_e} \times \frac{1}{\sigma_{\bar{\nu}_e p} n_p} \quad (1.24)$$

où $\sigma_{\bar{\nu}_e p} = 4.5 \cdot 10^{-44} \epsilon_{\bar{\nu}_e} (\text{MeV})^2 \text{cm}^2$ est la section efficace de la réaction 1.23 et $n_p \sim 10^{32}$ est le nombre de protons (de l'hydrogène) dans 2000 tonnes d'eau. A $\epsilon_{\bar{\nu}_e} \sim 15 \text{MeV}$, la section efficace est égale à $\sigma_{\bar{\nu}_e p} = 1.5 \cdot 10^{-41} \text{cm}^2$. Le nombre total de neutrinos reçus par cm^2 sur Terre était donc de :

$$N_\nu \sim 5 \cdot 10^{10} \bar{\nu}_e \text{cm}^{-2} \quad (1.25)$$

L'énergie du nombre total de neutrinos émis par la supernova, située dans le Grand Nuage de Magellan à $D \sim 52 \text{kpc}$ est donc égale à :

$$E_\nu \sim (4\pi D^2) \times N_\nu \times \epsilon_{\bar{\nu}_e} \sim 3 \cdot 10^{53} \text{erg} ! \quad (1.26)$$

L'énergie emportée par les neutrinos constitue 99% de l'énergie gravitationnelle libérée, l'énergie cinétique 1% et l'énergie lumineuse 0.1%. Les supernovae de type II sont donc avant tout des événements neutrinos.

• Modèles d'explosion

Cette section s'appuie sur les articles de revue de [Mochkovitch, 1994] et [Woosley, 1986].

Le coeur de fer commence à s'effondrer dès qu'il atteint la masse de Chandrasekhar. Deux sources d'instabilité accélèrent la contraction du coeur. Pour les étoiles de masse inférieure à $15 M_\odot$, la capture électronique sur les noyaux de fer diminue le nombre d'électrons, ce qui en diminue la pression, et produit des neutrinos. Dans les étoiles de masse supérieure à $20 M_\odot$, la photodésintégration du fer, qui est une réaction endothermique, diminue la pression. L'indice adiabatique γ :

$$\gamma = \left(\frac{\partial \log P}{\partial \log \rho} \right)_s \quad (1.27)$$

descend au dessous de la valeur seuil de $4/3$.

La partie interne du coeur s'effondre de manière homologue ($v \propto r$, r est la coordonnée radiale), alors que la partie extérieure, en chute quasi-libre, s'effondre de manière supersonique ($v \propto \sqrt{r}$). La masse de la partie interne du coeur est de $0.6 - 0.8 M_\odot$. Lorsque la densité centrale dépasse $\rho \sim 10^{10} \text{g cm}^{-3}$, la capture des électrons par les noyaux provoque la neutronisation progressive du coeur, qui s'accompagne de l'émission de neutrinos. A une densité $\rho \sim 10^{11} \text{g cm}^{-3}$, les neutrinos sont piégés. Quand la région centrale atteint la densité nucléaire $\rho_{\text{nuc}} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{g cm}^{-3}$, l'indice adiabatique devient beaucoup plus grand que $4/3$ et l'effondrement de la partie interne du coeur s'arrête brusquement.

Les couches externes du coeur continuent cependant à tomber à une vitesse de l'ordre de 70000km s^{-1} . Les ondes de pression se propagent depuis la partie interne du coeur vers l'extérieur et s'accumulent au point sonique, d'où part une onde de choc. L'onde de choc a une énergie égale à l'énergie gravitationnelle de liaison de la partie interne du coeur, soit $\sim 5 \cdot 10^{51} \text{erg}$. Cette énergie devrait permettre l'explosion de la supernova, mais plusieurs effets se conjuguent qui provoquent un essoufflement du choc. Ainsi, aux pertes neutriniques s'ajoute la photodésintégration du fer causée par la température élevée du matériel subissant l'onde de choc. Pour durer, il faut que le choc puisse sortir rapidement du coeur, afin de continuer sa propagation dans un milieu moins dense où ces deux effets

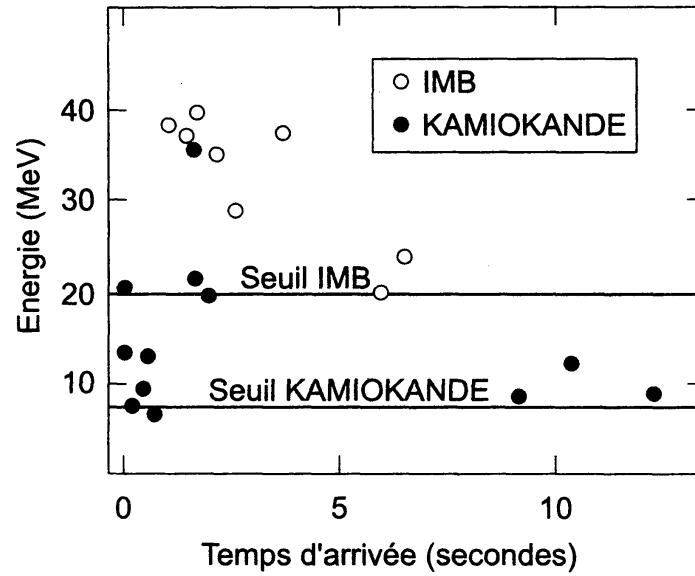


FIG. 1.13 – *Energie et instant d'observation des neutrinos détectés par l'expérience japonaise Kamiokande II (points noirs) et l'expérience américaine IMB (point blancs). L'origine du temps est fixée au 23 février 1987, à 7 h 35 min 35 s (TU). Elle correspond au déclenchement de l'explosion, le choc atteignant la surface 2 h 30 min plus tard. (figure tirée de [Prantzos et Montmerle, 1998])*

seront moins importants. Cette condition impose que la masse du coeur n'excède pas $1.3 - 1.4 M_{\odot}$ pour éviter l'essoufflement du choc.

Les neutrinos pourraient aider au sauvetage du choc. La proto-étoile à neutron est un objet très chaud qui se refroidit par une émission intense de neutrinos thermiques. Une "neutrinosphère" de neutrinos thermiques (surface à laquelle la profondeur optique des neutrinos vaut 1) correspondant à une température d'émission de ~ 5 MeV se forme à environ 40 km du centre, en arrière du choc qui s'est essoufflé à 100 – 300 km. En lui transférant $\sim 1\%$ de son énergie, par l'intermédiaire des réactions :



elle ranime l'onde de choc qui peut parvenir à la base de l'enveloppe et provoquer l'explosion. De plus, la convection dans la zone chauffée par les neutrinos située entre la proto-étoile et le choc aide au transport d'énergie jusqu'au choc.

La température de l'enveloppe atteint plusieurs milliards de degrés, ce qui provoque une nucléosynthèse explosive. Lorsque l'onde de choc atteint la surface, un éclair UV se produit. L'éclair UV émis par SN 1987A a ionisé un anneau de gaz d'une année lumière de diamètre entourant la supernova, et qui s'était formé vraisemblablement 30000 années avant son explosion (figure 1.14).

1.3.3 Courbe de lumière

La masse de l'enveloppe de l'étoile parente permet d'expliquer les différences observées entre les supernovae de type II-plateau et les supernovae de type II-linéaire. En effet, la phase photosphérique, pendant laquelle la luminosité reste pratiquement constante, prend fin lorsque l'enveloppe devient optiquement transparente, soit :

$$\tau = \sigma_{\text{Thomson}} n_e R \sim 1 \quad (1.30)$$

Si l'enveloppe de masse M_{env} , de rayon R et d'épaisseur ΔR est en expansion à la vitesse $v_{\text{exp}} \sim R/t$, la phase photosphérique prend fin à $t_{\text{fin phot}}$:

$$t_{\text{fin phot}} \sim \frac{1}{v_{\text{exp}}} \sqrt{\frac{\sigma_{\text{Thomson}} M_{\text{env}}}{4\pi m_p}} \quad (1.31)$$

soit :

$$t_{\text{fin phot}} \sim 1 \times \left(\frac{5000 \text{ km s}^{-1}}{v_{\text{exp}}} \right) \sqrt{\frac{M_{\text{env}}}{5 M_{\odot}}} \text{ an} \quad (1.32)$$

ce qui est le bon ordre de grandeur, quoiqu'un peu élevé.

Ainsi, une supernova de type II-plateau aurait pour étoile parente une géante rouge (enveloppe de masse égale à $10 M_{\odot}$), et une supernova de type II-linéaire aurait pour étoile parente une géante bleue (enveloppe de quelques masses solaires). Les supernovae de type Ib et Ic ont des étoiles parentes très compactes, et leur courbe de lumière ne

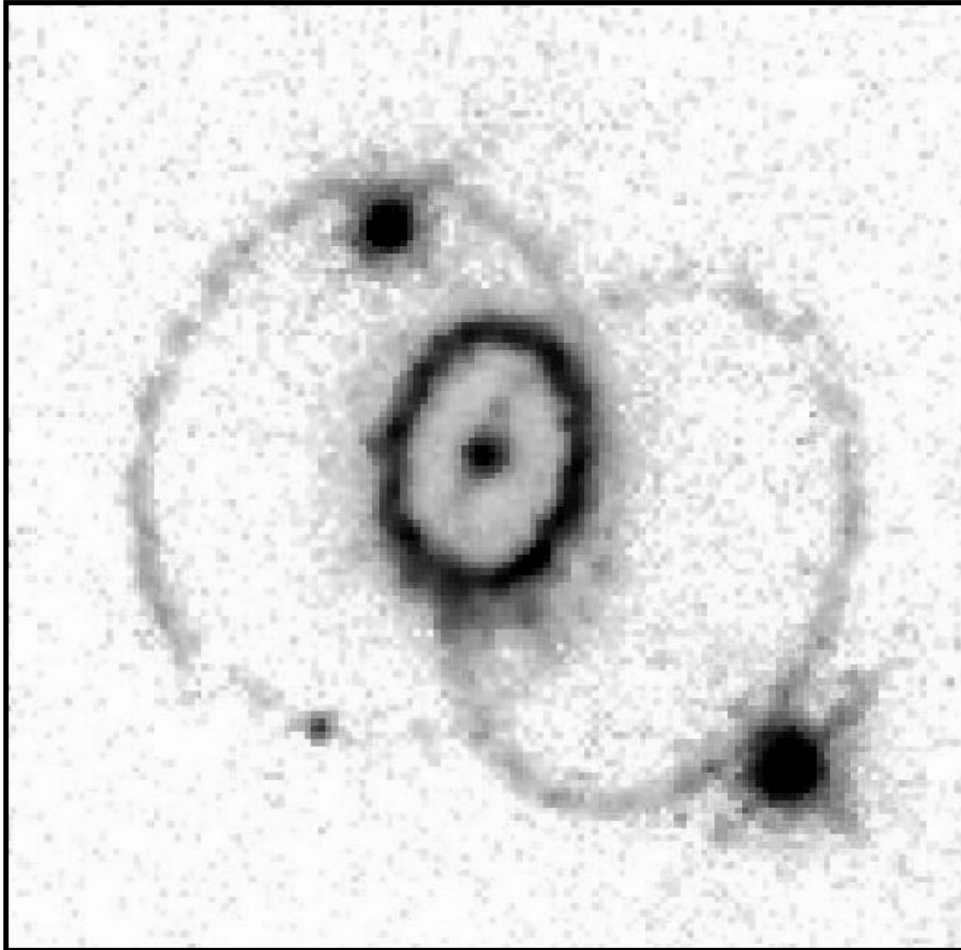


FIG. 1.14 – Structures en anneaux visibles autour de SN 1987A (image prise par le télescope spatial Hubble). L'anneau central est une couronne de gaz d'une année lumière de diamètre, qui se serait formée 30000 ans avant l'explosion de la supernova. La présence des deux autres anneaux n'est pas encore expliquée. Elle pourrait être causée par la présence d'un astre compact, compagnon de l'étoile parente de SN 1987A, dont l'émission en pinceau "éclairerait" la coquille de gaz soufflée par la supernova. (C. Burrows, ESA/STScI et NASA)

présente pas de plateau décelable. Notons que l’enveloppe réduite des supernovae de type II-linéaire permet aussi d’expliquer la faiblesse de la composante en absorption des raies de leur spectre.

L’énergie de la courbe de lumière des supernovae de type II provient de la déposition d’énergie par le choc dans l’enveloppe, puis, plus tard, de la décroissance radioactive du ^{56}Co lorsque l’enveloppe devient transparente. Les courbe de lumière des supernovae II, Ib et Ic suivent alors une loi de décroissance exponentielle : nous retrouvons une évolution linéaire en magnitude, avec une pente égale à $\sim 1/(111 \text{ jours})$. Une supernova de type II produit beaucoup moins de ^{56}Co qu’une supernova de type Ia : environ $\sim 0.07 M_{\odot}$.

1.4 Nucléosynthèse

Il est communément admis que la plupart des éléments plus lourds que l’hélium ont été synthétisés dans les étoiles. Les éléments plus lourds que le fer (comme l’or ou l’uranium) seraient synthétisés exclusivement dans les supernovae de type II ([Wheeler et Harkness, 1990]).

La nucléosynthèse se produit dans les supernovae de type II lors du passage de l’onde de choc dans les couches de carbone, d’oxygène et de néon de l’étoile (processus par capture de protons, ou processus p , [Schatzman et Praderie, 1990]). Le résultat dépend surtout de la température : ainsi, à $T \sim 4.10^9 \text{ K}$, la combustion du silicium jusqu’à l’équilibre nucléaire statistique produit du ^{56}Ni , et dans les couches supérieures, les éléments précités ne brûlent que partiellement. Le flux intense de neutrons permet la nucléosynthèse par le processus de capture rapide de neutrons, ou processus r . Enfin, la nucléosynthèse induite par les neutrinos conduit à la formation d’éléments fragiles, comme ^{19}F .

Les supernovae de type Ia produisent de grandes quantités d’éléments du pic du fer (elles seraient responsables de la moitié du fer produit par les supernovae), mais elles contribuent aussi de manière non négligeable à l’abondance des éléments intermédiaires.

Les étoiles parentes de supernovae de type Ia et de type II ont des durées de vie différentes, elles participent donc à l’évolution chimique des galaxies avec des échelles de temps différentes. Les supernovae de type II, Ib, Ic sont responsables de l’enrichissement en éléments lourds pendant les premières phases de l’évolution galactique.

En revanche, les supernovae de type Ia contribuent à la production des éléments lourds pendant les phases tardives de l’évolution galactique. Il est difficile d’évaluer l’échelle de temps de ce processus, car contrairement aux type II, la durée de vie de l’étoile parente est moins aisément déterminée.

En moyennant sur une modélisation de la distribution en masse M des étoiles massives ($M \geq 8 M_{\odot}$) à leur naissance, il est possible d’estimer la quantité de chaque élément lourd produite par les supernovae de type II. Cette quantité est normalisée à la quantité de fer produite. Les modèles d’explosion de type Ia permettent aussi de prédire la quantité (relative au fer) d’éléments lourds éjectés, mais le taux d’explosion des supernovae de type Ia ne se calcule pas facilement. Pour remédier à cette difficulté, on suppose qu’il existe une relation de proportionnalité (qui dépend du type de la galaxie) entre le taux de supernovae de type II et le taux de supernovae de type Ia :

$$\mathcal{R}_{\text{Ia}} = \alpha \mathcal{R}_{\text{II}} \quad (1.33)$$

On ajoute alors la contribution des supernovae de type II aux supernovae de type Ia en pondérant avec le coefficient de proportionnalité.

La distribution des abondances ainsi obtenue est comparée aux abondances solaires, ce qui permet d’ajuster la valeur de α pour notre Galaxie ([Nomoto, 1997]) :

$$\mathcal{R}_{\text{Ia}} = 0.12 \mathcal{R}_{\text{II}} \quad (1.34)$$

La valeur de α ainsi estimée permet de reproduire les abondances solaires pour un grand nombre d’éléments (figure 1.15). Elle est du même ordre de grandeur que celle donnée par la mesure des taux d’explosion dans les galaxies de même type (Sbc) que la Galaxie.

La production du fer galactique par les supernovae de type Ia est effectuée à une échelle de temps “longue”. Les supernovae de type Ia peuvent donc être utilisées comme horloges galactiques ([Nomoto, 1997]).

1.5 Taux d’explosion de supernovae de type II et modèle d’évolution des galaxies

Nous utilisons dans cette section le modèle d’évolution spectrale de galaxies PÉGASE³ ([Fioc et Rocca-Volmerange, 1997]) pour calculer le taux d’explosion des supernovae de type II.

PÉGASE permet de synthétiser l’évolution du spectre d’une galaxie en fonction du temps à partir des ingrédients suivants :

- une bibliothèque de spectres stellaires étendue de l’UV au proche infra-rouge
- une modélisation de l’émission nébulaire
- une modélisation de l’extinction en fonction de l’évolution en métallicité $Z(t)$
- des tracés d’évolution des étoiles dans le diagramme luminosité-couleur de Hertzsprung-Russell
- une fonction de masse initiale des étoiles (IMF⁴), c’est-à-dire la distribution en masse dN_{\star}/dm des étoiles à leur naissance.
- un taux de formation d’étoile $\tau(t) = dN_{\star}/dt$

Ce modèle permet de reproduire les comptages de galaxies dans les bandes b_j , I et K en adoptant les fonctions de luminosité par type de galaxies et les décalage vers le rouge de formation indiqués dans le tableau 1.3 ([Fioc et Rocca-Volmerange, 1997]). La fonction de luminosité, qui donne le nombre de galaxies dN_{gal} par unité de volume et par magnitude absolue M est paramétrisée ici par la fonction de Schechter :

$$\frac{dN_{\text{gal}}}{dM} = \phi_{\star} 10^{-0.4 \times (\alpha+1) \times (M-M_{\star})} \exp(-10^{-0.4 \times (M-M_{\star})}) \quad (1.35)$$

3. Pour Projet d’Étude des GALaxies par Synthèse Évolutive

4. Pour Initial Mass Function.

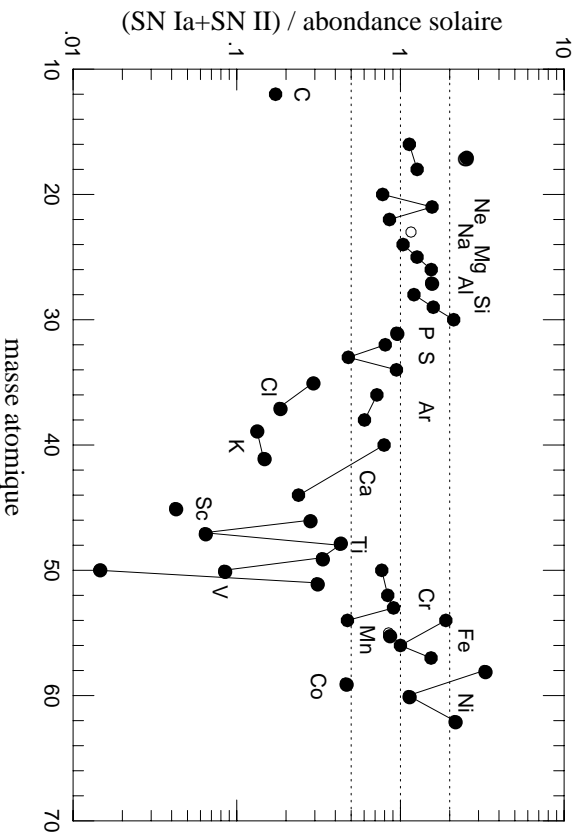


FIG. 1.15 – Abondances prédites par les modèles d'explosion de supernovae de type Ia et II relatives aux abondances solaires. Les abondances sont normalisées par rapport au fer. Le taux d'explosion relatif de supernovae $\mathcal{R}_{\text{Ia}} / \mathcal{R}_{\text{II}}$ est ajusté à la valeur $\mathcal{R}_{\text{Ia}} = 0.12 \mathcal{R}_{\text{II}}$. Les lignes en tirets indiquent une incertitude d'un facteur 2, provenant des modèles et des mesures. (tiré de [Nomoto, 1997])

Type	z_i^{form}	$M_{B_i}^*$	α_i	$g_i = \phi_i^* / \sum \phi_i^*$
	$\phi_i^* = \sum \phi_i^* = 23.810^{-3} h^3 \text{Mpc}^{-3}$			
E	20	-19.52	-0.85	0.066
S0	20	-19.03	-0.94	0.250
Sa	5	-19.03	-0.94	0.083
		-19.01	-0.58	0.095
Sb	5	-19.01	-0.58	0.191
Sbc	5	-19.01	-0.58	0.096
Sc	5	-19.10	-0.96	0.064
Sd	2	-19.10	-0.96	0.129
Im	0.5	-19.08	-1.87	0.026

TAB. 1.3 – Fonction de luminosité de Schechter par type permettant, en utilisant le décalage vers le rouge de formation indiqué, de reproduire les comptages actuels de galaxies. Le décalage vers le rouge de l'époque de formation conduit à des spectres synthétiques des galaxies en accord avec les spectres mesurés. Les contributions des deux fonctions de luminosité pour les galaxies Sa doivent être sommées (voir l'article référence). La normalisation globale ϕ^* a été ajustée sur les comptages proches de [Bertin et al., 1997] à $b_j = 16$. (d'après [Fioc et Rocca-Volmerange, 1997])

type galaxie	E	S0	Sa	Sb	Sbc	Sc	Sd	Im
ν ($10^{-3} M_{\odot} \text{Myr}^{-1}$)	2	1	0.5	0.35	0.2	0.1	0.07	0.05
âge (Gyr) de formation	13	13	13	13	13	12	10	4.5
M/L_B ($M_{\odot}/L_{B_{\odot}}$)	5.090	4.830	4.430	4.290	4.120	3.830	3.710	3.750
M/L_V ($M_{\odot}/L_{V_{\odot}}$)	4.250	4.080	3.920	3.960	4.080	4.140	4.250	4.860
SN II ($10^{-7}/\text{Myr}/M_{\odot}$)	(0.343)	(0.407)	0.752	1.220	2.120	2.670	2.640	2.650

TAB. 1.4 – Paramètres en entrée du modèle, et prédictions pour la luminosité par unité de masse M/L_B et M/L_V et le nombre de supernovae de type II par unité de masse et par million d’années. Le taux de supernovae de type II dans les galaxies évoluées (E et S0) est indiqué entre parenthèses : le taux de formation d’étoile adopté ici n’est pas adapté à ce type de galaxie.

PÉGASE fournit le nombre de supernovae de type II (étape finale de la vie des étoiles de masse $M \geq 8 M_{\odot}$) explosant par unité de masse et par million d’années dans chaque type de galaxie. Nous allons en déduire le taux d’explosion de supernovae de type II en SNU, c’est à dire par $10^{10} L_{\odot V}$ (ou $L_{\odot B}$) et par siècle. La dépendance en h^2 du taux est supprimée, puisqu’il est obtenu par un calcul théorique indépendant de h .

Nous adoptons :

- les tracés d’évolution de masse “Padova” proposée par [Bressan et al., 1993]
- la fonction de masse initiale polynomiale de [Rana et Basu, 1992] :

$$\frac{d(\log N_{\star})}{d(\log m)} = 1.548 - 1.513 \log m - 0.395(\log m)^2 + 0.502(\log m)^3 - 0.169(\log m)^4 \quad (1.36)$$

- un taux de formation d’étoile proportionnel à la fraction de gaz $g(t)$ disponible dans la galaxie :

$$\tau(t) = \nu g(t)$$

Les paramètres correspondants à chaque type de galaxie sont indiqués dans le tableau 1.4, ainsi que les résultats donnés par PÉGASE. Nous en déduisons (tableau 1.5) le taux de supernovae en SNU pour chaque type de galaxie, puis le taux sommé sur tous les types de galaxie en pondérant chaque type par les coefficients g_i du tableau 1.3. Les taux obtenus pour les galaxies récentes (Sbc, Sc, Sd, et irrégulières) sont en accord avec ceux mesurés par [Cappellaro et al., 1997] en regroupant plusieurs recherches photographiques (tableau 1.6). Notons par contre que le taux prédit pour les galaxies évoluées (elliptiques et S0) est trop élevé. Ce pourrait être dû à un excès de formation tardive d’étoiles, qu’on pourrait corriger en adaptant la loi décrivant le taux de formation d’étoiles.

type de la galaxie	E	S0	Sa	Sb	Sbc	Sc	Sd	Im
poids	0.066	0.250	0.178	0.191	0.096	0.064	0.129	0.026
R ($/10^{10} L_{\odot B}/\text{siècle}$)	(0.175)	(0.197)	0.333	0.523	0.873	1.023	0.979	0.994
total	0.673							
R ($/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	(0.146)	(0.166)	0.295	0.483	0.865	1.105	1.122	1.288
total	0.697							

TAB. 1.5 – Taux de supernovae de type II en SNu calculés avec PÉGASE pour chaque type de galaxie. Le taux de supernovae de type II dans les galaxies évoluées (E et S0) est indiqué entre parenthèses: le taux de formation d’étoile que nous avons adopté pour ce calcul n’est pas adapté à ce type de galaxie. Le total est obtenu en effectuant une somme pondérée sur toutes les galaxies, en excluant les types E et S0.

type de la galaxie		Sa-Sb	Sbc-Sd
PÉGASE	($/10^{10} L_{\odot B}/\text{siècle}$)	0.431	0.974
[Cappellaro et al., 1997]	($h_{75}^2/10^{10} L_{\odot B}/\text{siècle}$)	0.40 ± 0.19	0.88 ± 0.37

TAB. 1.6 – Comparaison des taux de supernovae prédits par PÉGASE et mesurés par [Cappellaro et al., 1997] ($h = 0.75$) pour les galaxies récentes. Le facteur h_{75} est défini par $h_{75} = H_0/(75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$. La prédiction et la mesure sont en accord.

1.6 Taux d’explosion de supernovae de type Ia et modèle d’évolution de l’Univers

Contrairement aux supernovae de type II dont les étoiles parentes — massives — ont une courte durée de vie, les supernovae de type Ia sont associées à une échelle de temps longue caractéristique des étoiles de faible masse. Ainsi, si les supernovae de type II tracent instantanément le taux de formation d’étoile, les supernovae de type Ia en révèle l’histoire.

Toutes les étoiles de faible masse n’explorent pas en supernova de type Ia. Le taux d’explosion R de supernovae de type Ia que l’on obtiendrait après une flambée instantanée de formation d’étoile dépend du type de scénario d’explosion choisi ainsi que de la distribution des paramètres le caractérisant (séparation initiale et rapport des masses des deux compagnons par exemple). En effet, ces paramètres règlent l’échelle de temps de l’évolution des deux étoiles jusqu’à l’explosion. Le taux d’explosion instantané calculé par [Ruiz-Lapuente et Canal, 1998] est présenté en figure 1.16 pour ces deux scénarios: on constate que le modèle de coalescence de deux naines blanches est associé à une échelle de temps plus courte que le modèle d’accrétion de l’hydrogène d’un compagnon.

Enfin, comme nous le verrons au chapitre 2, les comptages d’objets sont très sensibles aux paramètres cosmologiques: le taux de supernovae reflète donc par ailleurs la géométrie de l’univers.

Le nombre de supernovae de type Ia $r_{\text{Ia}}(t)$ explosant par unité de volume et par unité de temps est égal au taux de formation d’étoile (SFR) convolué au taux d’explosion “instantané” R ([Ruiz-Lapuente et Canal, 1998]):

$$r_{\text{Ia}}(t) = \int_0^t R(\tau) \text{SFR}(t - \tau) d\tau$$

Ce taux peut être ensuite converti en taux par année et par unité de décalage vers le rouge ou par unité de magnitude apparente à la découverte (ce qui nécessite un modèle cosmologique).

Le nombre croissant de supernovae lointaines découvertes permet maintenant de mesurer le taux d'explosion de supernovae de type Ia en fonction du décalage vers le rouge ([Pain et al., 1996]), et de le comparer au calculs théorique, donc de tester les modèles d'évolution du taux de formation d'étoile ainsi que les modèles cosmologiques. Une comparaison du calcul et des observations est présenté en figure 1.16, ainsi que les ingrédients (SFR(t) et $R(t)$) utilisés ([Ruiz-Lapuente et Canal, 1998]).

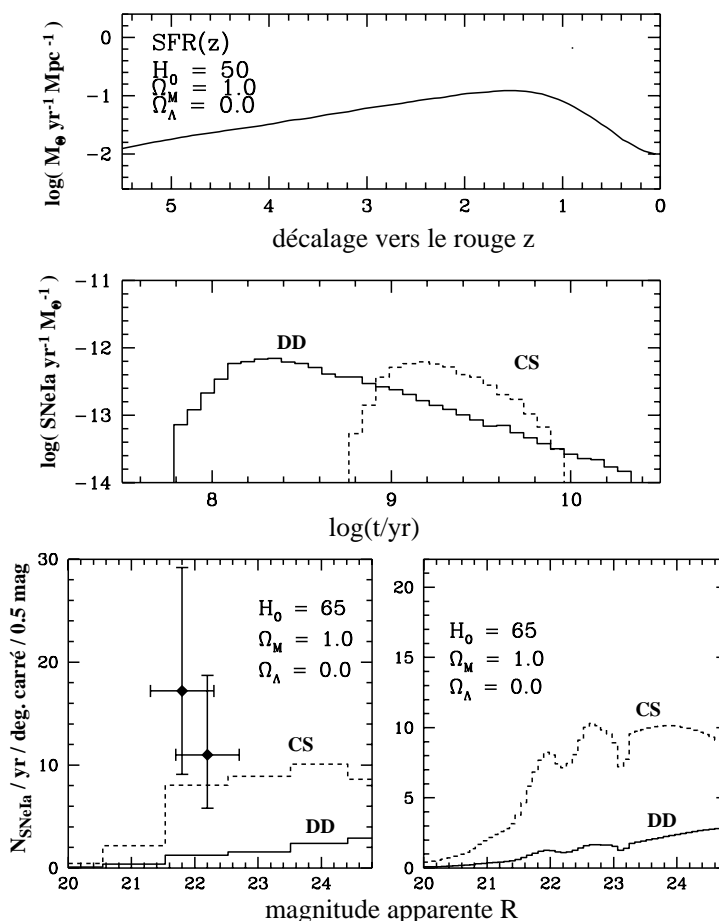


FIG. 1.16 – En haut: variation du taux de formation d'étoile en fonction du décalage vers le rouge ([Madau, 1997]). Au milieu: taux d'explosion instantané de supernovae de type Ia calculé pour deux scénarios différents: coalescence de deux naines blanches (DD) et accrétion de l'hydrogène d'une étoile compagnon (système cataclysmique CS). En bas: comparaison du taux d'explosion de supernovae de type Ia ainsi calculé et du taux mesuré par [Pain et al., 1996]. Le calcul est effectué pour les 2 deux scénarios DD et CS. A gauche, les courbes sont binnées à 0.5 magnitude pour la comparaison aux observations. (d'après [Ruiz-Lapuente et Canal, 1998])

Chapitre 2

Supernovae et Cosmologie

Les supernovae sont de bons indicateurs de distance du fait de leur grande luminosité intrinsèque: $M_B = -18.29 + 5 \log h$ magnitude pour les supernovae de type Ia ([Vaughan et al., 1995], et jusqu'à $-18.1 + 5 \log h$ magnitude pour les supernovae de type II ([Patat et al., 1994]).

L'identité de l'étoile parente et les mécanismes d'explosion sont assez bien établis, puisque les modélisations reproduisent les courbes de lumière et les spectres observés.

Les supernovae sont donc des outils particulièrement adaptés à la cosmologie.

Je rappellerai d'abord dans la section 2.1 le modèle d'Univers de Friedmann-Robertson-Walker, les paramètres cosmologiques décrivant son évolution passée et à venir ainsi que les estimations récentes qui en sont faites. Je présenterai ensuite les utilisations cosmologiques des supernovae de type Ia et II.

2.1 Cosmologie: formalisme et paramètres

Nous explicitons dans la section 2.1.1 les quantités que nous utiliserons par la suite: la distance lumineuse, la distance angulaire et le nombre d'objets (dans l'hypothèse où leur population n'évolue pas) par angle solide et par unité de décalage vers le rouge. Leur expression en fonction du décalage vers le rouge dépend du modèle cosmologique adopté, présenté en section 2.1.2. L'influence des paramètres cosmologiques — la vitesse d'expansion de l'Univers H_0 , le paramètre de densité de matière de l'Univers Ω_{M0} et la constante cosmologique réduite $\Omega_{\Lambda 0}$ — est étudiée en section 2.1.3. Le diagramme de Hubble permet d'estimer ces trois paramètres: son utilisation est explicitée dans la section 2.1.4. Enfin, nous présenterons succinctement dans la section 2.1.5 quelques estimations récentes des paramètres cosmologiques, ainsi que les contraintes imposées par les mesures d'une borne inférieure à l'âge de l'Univers.

2.1.1 Distances et volumes dans l'Univers

Nous présentons ici la métrique adoptée pour décrire l'Univers, ainsi que les notions de distances et de volumes qui s'y rapportent.

- **La métrique de Friedmann-Robertson-Walker**

Nous faisons ici l'approximation généralement admise que notre univers est homogène et isotrope. Sa géométrie peut alors être décrite par la métrique de Friedmann-Robertson-Walker:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right], \quad (2.1)$$

où r, θ, ϕ sont les coordonnées comobiles, et $R(t)$ le paramètre d'échelle. La constante k peut prendre les valeurs $-1, 0, 1$ ce qui correspond à une courbure négative, nulle ou positive.

$$\begin{aligned} k = +1 &\implies \text{univers "fermé"} \\ k = -1 &\implies \text{univers "ouvert"} \\ k = 0 &\implies \text{univers "plat"} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Introduisons la coordonnée comobile:

$$d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \quad (2.3)$$

Selon la valeur de k , r s'exprime en fonction de χ différemment :

$$\begin{aligned} r &= \mathcal{S}(\chi) \\ k = +1 &\implies \mathcal{S}(\chi) = \sin(\chi) \\ k = -1 &\implies \mathcal{S}(\chi) = \sinh(\chi) \\ k = 0 &\implies \mathcal{S}(\chi) = \chi \end{aligned} \quad (2.4)$$

Nous pouvons donc réécrire la métrique :

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + R^2(t) [d\chi^2 + \mathcal{S}^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)], \quad (2.5)$$

Ainsi, la distance $d\ell$ mesurée par radar le long du trajet d'un photon entre deux points $(\chi, 0, 0, t)$ et $(\chi + d\chi, 0, 0, t + dt)$ est proportionnelle au facteur $R(t)$:

$$d\ell = R(t)d\chi$$

et la vitesse relative de ces deux points est proportionnelle à la distance qui les sépare, par l'intermédiaire du paramètre de Hubble $H(t)$:

$$dv = H(t)d\ell, \quad H(t) \equiv \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$$

Sa valeur actuelle est la constante de Hubble, positive, qu'on écrit:

$$H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \quad 0 < h < 1$$

L'univers est donc actuellement en expansion.

La loi d'expansion affecte aussi les longueurs d'onde. Un signal émis à la longueur d'onde λ_E au point $(\chi, 0, 0)$ à l'instant t est reçu en $(0, 0, 0)$ à t_0 à une longueur d'onde λ_O décalée vers le rouge d'un facteur z :

$$\lambda_0 = (1 + z) \lambda_E \quad (2.6)$$

où z est défini par :

$$1 + z = \frac{R_0}{R(t)} \quad (2.7)$$

en posant:

$$R_0 = R(t_0)$$

La coordonnée radiale de la source χ et l'instant d'émission t_E sont liés par la relation:

$$\chi = \int_{t_0}^{t_E} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{R_0}^{R(t_E)} \frac{c dR}{R\dot{R}} \quad (2.8)$$

En comparant les équations 2.7 et 2.8, on constate que la position χ de la source est une fonction du décalage vers le rouge z :

$$\chi = \chi(z)$$

Seule la connaissance de l'évolution du paramètre d'expansion R en fonction de t permet d'explicitier cette fonction. En posant $R(t) = R_0 (1 + H_0(t - t_0) - 1/2 q_0 H_0^2 (t - t_0)^2)$ on peut en calculer un développement limité:

$$\chi = \frac{c}{R_0 H_0} \left[z - \frac{1}{2} (1 + q_0) z^2 + \dots \right] \quad (2.9)$$

où le paramètre q_0 , défini par:

$$q_0 \equiv -\frac{\ddot{R}(t_0)}{\dot{R}(t_0)^2} R_0$$

est la décélération de l'expansion, à notre époque.

• Distance lumineuse

La distance $\Delta\mathcal{L}$ ne peut être mesurée entre deux points situés à une grande distance l'un de l'autre: elle suppose la présence d'observateurs effectuant la mesure en aboutant leurs règles le long de la ligne de visée. Par contre, pour un objet de luminosité absolue \mathcal{L} (qui est l'énergie émise par unité de temps), nous pouvons mesurer le flux reçu \mathcal{F} (l'énergie reçue par unité de temps et par unité de surface). La distance lumineuse est alors définie par :

$$d_L^2 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi\mathcal{F}} \quad (2.10)$$

Dans un univers statique et euclidien, la distance lumineuse serait identique à la distance euclidienne.

Supposons la source située en r_E et l'observateur en $r_O = 0$. L'observation du signal émis à t_E est effectuée de nos jours, à t_0 . La sphère de centre r_E passant par $r_O = 0$ a une surface $4\pi R_0^2 r_E^2$. En tenant compte du facteur $(1 + z)$ dû à la dilatation du temps, et du facteur $(1 + z)$ dû à la perte d'énergie des photons causée par le décalage vers le rouge, d_L s'écrit:

$$d_L = R_0 r_E (1 + z) = R_0 \mathcal{S}(\chi) (1 + z)$$

La coordonnée χ peut s'exprimer en fonction de z , et la fonction \mathcal{S} est connue par 2.4. La distance lumineuse d_L est donc elle-même une fonction du décalage vers le rouge :

$$d_L = d_L(z)$$

En utilisant la relation approchée 2.9, il vient :

$$d_L = \frac{c}{H_o} z \left[1 + \frac{1}{2}(1 - q_0)z + \dots \right]$$

Ainsi, pour de petits décalages vers le rouge, la distance lumineuse est proportionnelle au décalage vers le rouge z :

$$\underline{z \ll 1} \quad d_L \sim \frac{cz}{H_0} \tag{2.11}$$

• **Distance angulaire**

On peut aussi estimer la distance d'un objet en comparant son diamètre D , supposé connu, au diamètre angulaire apparent δ que l'on mesure. On parle alors de distance angulaire d_A :

$$d_A = \frac{D}{\delta}$$

Dans le système de notation défini au paragraphe précédent, le diamètre D est l'arc joignant les points $(r_E, \theta = 0, \phi = 0)$ et $(r_E, \theta = \delta, \phi = 0)$: $D = R(t_E)r_E\delta$. Deux photons issus de chaque extrémité de l'arc atteignent l'observateur O sous le même angle δ , puisqu'ils se déplacent selon les géodésiques $\theta = \text{cste}, \phi = \text{cste}$. L'angle δ est donc bien le diamètre angulaire apparent. La distance angulaire est alors égale à :

$$d_A = R(t_E)r_E = \frac{d_L}{(1+z)^2}$$

La distance angulaire peut donc être approximée, dans le domaine des petits z par :

$$d_A = \frac{c}{H_o} z \left[1 - \frac{1}{2}(3 + q_0)z + \dots \right]$$

Bien sûr, dans la limite des petits z , distance angulaire et distance lumineuse sont équivalentes :

$$\underline{z \ll 1} \quad d_A \sim \frac{cz}{H_0} \tag{2.12}$$

• **Comptages**

Du fait de l'expansion, la densité d'une population d'objets dont on suppose que le nombre total n'a pas évolué, par exemple des galaxies, dépend du décalage vers le rouge z (ou similairement de la distance) à laquelle elle est mesurée.

Le nombre de galaxies par unité de volume comobile n_c est par hypothèse constant. Nous le mesurons au point $(t, r, 0, 0)$:

$$n_c = \frac{dN_{\text{gal}}}{dV_c}$$

où l'élément de volume comobile est:

$$dV_c = \mathcal{S}^2(\chi) d\chi \sin\theta d\theta d\phi = \mathcal{S}^2(\chi) d\chi d\Omega \quad (2.13)$$

Nous pouvons exprimer χ en fonction de z , par exemple par la relation approchée 2.9. Alors, au décalage vers le rouge z , l'élément de volume comobile s'écrit :

$$dV_c = \left(\frac{c}{H_0 R_0} \right)^3 z^2 (1 - 2(q_0 + 1)z + \dots) dz d\Omega$$

A notre époque, le nombre de galaxies par unité de volume, donné par les comptages de galaxies est :

$$n_0 = \frac{dN_{\text{gal}}}{dV_0} = \frac{1}{R_0^3} \frac{dN_{\text{gal}}}{dV_c}$$

Ainsi, la densité de galaxies mesurée à un décalage vers le rouge z peut être approximée par:

$$\frac{dN_{\text{gal}}}{dz d\Omega} = n_0 \left(\frac{c}{H_0} \right)^3 z^2 [1 - 2(q_0 + 1)z + \dots]$$

Dans la limite des petits z , elle est égale à:

$$\underline{z \ll 1} \quad \frac{dN_{\text{gal}}}{dz d\Omega} \sim n_0 \left(\frac{c}{H_0} \right)^3 z^2$$

2.1.2 Modèles cosmologiques

L'équation de Friedmann, qui régit l'évolution de $R(t)$ dans un univers dominé par le vide et la matière, se déduit des équations de la relativité générale:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_M + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{R^2} \quad (2.14)$$

Il en est de même pour l'équation de conservation de la matière:

$$\rho_M \propto \frac{1}{R^3} \quad (2.15)$$

H est le paramètre de Hubble, mesurant le taux d'expansion de l'Univers, ρ_M la densité de matière. Λ désigne la constante cosmologique, introduite par Einstein dans les équations de la relativité générale afin d'assurer l'existence d'une solution statique.

La présence de la constante cosmologique Λ est équivalente à celle d'une densité du vide ρ_{vide} , dont le tenseur énergie-impulsion, invariant Lorentzien, se doit d'être proportionnel à $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$. La constante cosmologique, la densité du vide et la pression

du vide P_{vide} sont donc constantes au cours du temps, et reliées par l'équation: $\rho_{\text{vide}} = \Lambda/8\pi G = -P_{\text{vide}}/c^2$. La pression négative permet de compenser exactement, lors d'un changement de volume adiabatique, la variation de densité d'énergie due à la variation de volume:

$$\rho_{\text{vide}} = \text{cste}$$

Ainsi, trois termes contribuent à l'expansion de l'Univers: un terme de matière, un terme dû à la constante cosmologique et un terme de courbure.

Il est commode d'introduire les trois paramètres cosmologiques suivants: la densité de matière réduite Ω_M , la constante cosmologique réduite — ou encore densité du vide réduite Ω_Λ — et le paramètre de courbure K :

$$\Omega_M = \frac{8\pi G\rho_M}{3H^2}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}, \quad K = \frac{kc^2}{R^2 H^2}, \quad (2.16)$$

Les valeurs actuelles de ces paramètres sont Ω_{M0} , $\Omega_{\Lambda0}$ et K_0 . Avec ces nouvelles notations, l'équation 2.14 s'écrit simplement:

$$1 = \Omega_\Lambda + \Omega_M + K = \Omega_\Lambda + \Omega_M + \frac{kc^2}{R^2 H^2} \quad (2.17)$$

La géométrie de l'univers dépend donc simplement de la somme $\Omega_M + \Omega_\Lambda$:

$$\begin{aligned} k = +1 &\implies \Omega_M + \Omega_\Lambda > 1 && \text{univers fermé} \\ k = -1 &\implies \Omega_M + \Omega_\Lambda < 1 && \text{univers ouvert} \\ k = 0 &\implies \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1 && \text{univers plat} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Le paramètre de décélération de l'Univers q_0 introduit précédemment s'exprime en fonction de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$:

$$q_0 = \frac{\Omega_{M0}}{2} - \Omega_{\Lambda0} \quad (2.19)$$

En utilisant l'expression 2.8 de χ , la relation 2.7 entre le décalage vers le rouge z et $R(t)$, l'équation de Friedmann sous la forme 2.17, et l'équation 2.15, la coordonnée comobile radiale χ s'exprime maintenant en fonction du décalage vers le rouge z et des paramètres cosmologiques:

$$\chi = \sqrt{|K_0|} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_{M0}z) - \Omega_{\Lambda0}z(2+z)}} \quad (2.20)$$

Rappelons que comme $K_0 = 1 - \Omega_{M0} - \Omega_{\Lambda0}$, cette expression ne dépend donc que de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$.

Nous pouvons maintenant expliciter les différentes quantités introduites à la section précédente:

- **Distance lumineuse**

Si $k = \pm 1$:

$$\underline{k = \pm 1} \quad d_L(z) = \frac{c(1+z)}{H_0\sqrt{|K_0|}} \times \mathcal{S} \left(\sqrt{|K_0|} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_{M_0}z) - \Omega_{\Lambda_0}z(2+z)}} \right)$$

et si $k = 0$, c'est-à-dire $\Omega_{\Lambda_0} + \Omega_{M_0} = 1$:

$$\underline{k = 0} \quad d_L(z) = \frac{c}{H_0} (1+z) \times \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_{M_0}z) - \Omega_{\Lambda_0}z(2+z)}}$$

Enfin, si la constante cosmologique est nulle, l'intégrale est calculable analytiquement:

$$\underline{\Omega_{\Lambda} = 0} \quad d_L(z) = \frac{2c}{H_0\Omega_{M_0}} (\Omega_{M_0}z + (\Omega_{M_0} - 2)(\sqrt{1 + \Omega_{M_0}z} - 1))$$

La distance angulaire se déduit aisément de ces expressions, puisque $d_A = d_L/(1+z)^2$. Notons que la quantité H_0d_L ou H_0d_A ne dépend que de z , Ω_{M_0} et Ω_{Λ_0} .

• Comptages

En introduisant l'expression de la coordonnée χ dans l'équation 2.13, on obtient pour les comptages d'objets, si $k = \pm 1$:

$$\underline{k = \pm 1} \quad \frac{dN_{\text{gal}}}{dzd\Omega}(z) = n_0 \frac{c^3}{H_0^3} \frac{1}{|K_0|} \frac{1}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_{M_0}z) - \Omega_{\Lambda_0}z(2+z)}} \times \mathcal{S}^2 \left(\sqrt{|K_0|} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_{M_0}z) - \Omega_{\Lambda_0}z(2+z)}} \right)$$

et si $k = 0$, c'est-à-dire $\Omega_{\Lambda_0} + \Omega_{M_0} = 1$:

$$\underline{k = 0} \quad \frac{dN_{\text{gal}}}{dzd\Omega}(z) = n_0 \frac{c^3}{H_0^3} \frac{1}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_{M_0}z) - \Omega_{\Lambda_0}z(2+z)}} \times \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_{M_0}z) - \Omega_{\Lambda_0}z(2+z)}}$$

De même, si la constante cosmologique est nulle, l'intégrale est calculable analytiquement:

$$\underline{\Omega_{\Lambda} = 0} \quad \frac{dN_{\text{gal}}}{dzd\Omega}(z) = n_0 \frac{c^3}{H_0^3} \frac{1}{q_0^4(1+z)^3} \frac{[zq_0 + (q_0 - 1)(\sqrt{2q_0z + 1})]^2}{[1 - 2q_0 + 2q_0(1+z)]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.21)$$

- **Âge de l'Univers**

La connaissance de l'évolution avec le temps de $R(t)$ permet maintenant de calculer l'âge $t(z) = \int_0^t dt = \int_{R_0}^{R(t)} dR/\dot{R}$ de l'Univers correspondant à un décalage vers le rouge $z = 1 - R_0/R(t)$. L'âge de l'Univers à notre époque correspond à $t(0)$.

$$t(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^{\frac{1}{1+z}} \frac{dx}{\sqrt{(1 - \Omega_{M0} - \Omega_{\Lambda0}) + \Omega_{M0}/x + \Omega_{\Lambda0}x^2}} \quad (2.22)$$

$$= \frac{1}{H_0} \int_0^{\frac{1}{1+z}} \frac{\sqrt{x} dx}{\sqrt{x + \Omega_{M0}(1-x) + \Omega_{\Lambda0}x(x^2 - 1)}} \quad (2.23)$$

Cette intégrale se calcule analytiquement lorsque $\Omega_{\Lambda0} = 0$ ou encore quand l'Univers est plat, c'est-à-dire $\Omega_{\Lambda0} + \Omega_{M0} = 1$:

$$\underline{\Omega_{\Lambda0} = 0, \Omega_{M0} < 1}: \quad t(z) = \frac{\Omega_{M0}}{2H_0(1 - \Omega_{M0})^{\frac{3}{2}}} \times \left[-\cosh^{-1} \left(\frac{\Omega_{\Lambda0}z - \Omega_{\Lambda0} + 2}{\Omega_{\Lambda0}z + \Omega_{\Lambda0}} \right) + \frac{2\sqrt{(1 - \Omega_{M0})(\Omega_{M0}z + 1)}}{\Omega_{M0}(1 + z)} \right]$$

$$\underline{\Omega_{\Lambda0} = 0, \Omega_{M0} > 1}: \quad t(z) = \frac{\Omega_{M0}}{2H_0(\Omega_{M0} - 1)^{\frac{3}{2}}} \times \left[\cos^{-1} \left(\frac{\Omega_{\Lambda0}z - \Omega_{\Lambda0} + 2}{\Omega_{\Lambda0}z + \Omega_{\Lambda0}} \right) - \frac{2\sqrt{(\Omega_{M0} - 1)(\Omega_{M0}z + 1)}}{\Omega_{M0}(1 + z)} \right]$$

$$\underline{\Omega_{\Lambda0} = 0, \Omega_{M0} = 1}: \quad t(z) = \frac{2}{3H_0(1 + z)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\underline{\Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} = 1}: \quad t(z) = \frac{2}{3H_0\sqrt{\Omega_{\Lambda0}}} \sinh^{-1} \left[\frac{\sqrt{\Omega_{\Lambda0}}}{\sqrt{\Omega_{M0}(1 + z)^{\frac{3}{2}}}} \right]$$

2.1.3 Influence des paramètres cosmologiques

Cette section s'appuie sur [Glanfield, 1966] et [Carroll, Press, et Turner, 1992].

- **L'expansion: le passé et l'avenir de l'Univers**

L'équation 2.24, où le paramètre $\tau = tH_0$ désigne le temps en unités du temps de Hubble $1/H_0$, met en évidence l'influence des paramètres de densité sur l'évolution de l'expansion:

$$\frac{1}{R_0^2} \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 = 1 + \Omega_{M0} \left(\frac{R_0}{R} - 1 \right) + \Omega_{\Lambda0} \left(\left(\frac{R}{R_0} \right)^2 - 1 \right) \equiv V_{\text{eff}}(R) \quad (2.24)$$

Dans un univers en expansion où R augmente avec τ , le paramètre de densité de matière Ω_{M0} gouverne un terme qui décroît avec τ , c'est-à-dire qu'il ralentit l'expansion.

Au contraire, le paramètre de densité du vide $\Omega_{\Lambda 0}$ est accompagné d'un terme croissant, il accélère en conséquence l'expansion. L'expansion tend asymptotiquement vers la loi $R \propto \exp(\sqrt{\Lambda/3}t)$. C'est pourquoi, si l'énergie du vide était modifiée lors d'un hypothétique changement de phase dans un passé lointain (avant la nucléosynthèse) de manière à ce que l'Univers soit à cette époque dominé par le vide, il s'en suivrait une phase d'expansion exponentielle de l'univers, encore appelée *inflation*. Cette théorie qui impose la valeur $\Omega_{\text{tot}} = \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ permettrait d'expliquer l'origine de cette valeur. Elle explique aussi pourquoi la température de corps noir du rayonnement cosmologique de fond est particulièrement uniforme dans le ciel¹: les différentes régions du ciel étaient en contact causal avant l'inflation, puis ont été formidablement éloignées les unes des autres lors de l'inflation. Surtout, l'inflation fournit un mécanisme élégant pour engendrer les inhomogénéités qu'on observe dans l'univers (galaxies, amas, ...): les fluctuations quantiques du champ scalaire responsable de l'inflation ont été amplifiées à une échelle macroscopique pendant la phase d'expansion exponentielle.

Les différents scénarios dépendent donc de l'influence relative des termes gouvernés par Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda 0}$, et sont déterminés en étudiant la forme du potentiel effectif V_{eff} que représente la partie droite de l'équation 2.24. Selon que ce potentiel a une ou deux racines, et que, dans le cas de l'existence de deux racines, le minimum du potentiel est positif, nul ou négatif, l'Univers sera en expansion éternelle, ou se recontractera, et la valeur initiale du facteur d'échelle prendra les valeurs 0 (univers en explosion, ou big-bang), une valeur finie R_{lim} ou infinie $R = +\infty$.

Les frontières entre ces différentes destinées dépendent des valeurs de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda 0}$. Ainsi, l'Univers sera en *éternelle expansion* si le terme de la constante cosmologique l'emporte, soit:

$$\Omega_{\Lambda 0} \geq \Omega_{\Lambda \text{lim} 1} \equiv \begin{cases} 0 & 0 \leq \Omega_{M0} \leq 1 \\ 4\Omega_{M0} \left\{ \cos \left[\frac{1}{3} \cos^{-1} \left(\frac{1-\Omega_{M0}}{\Omega_{M0}} \right) + \frac{4\pi}{3} \right] \right\}^3 & \Omega_{M0} > 1 \end{cases} \quad (2.25)$$

Une valeur élevée de $\Omega_{\Lambda 0} \geq \Omega_{\Lambda \text{lim} 2}$ conduit à la situation où l'Univers s'est d'abord contracté d'un rayon infini à un rayon fini R_{lim} , puis est à nouveau en expansion (ou de manière équivalente, le potentiel effectif a deux racines, et son minimum est négatif). $\Omega_{\Lambda \text{lim} 2}$ est défini par:

$$\Omega_{\Lambda 0} \geq \begin{cases} \Omega_{\Lambda \text{lim} 2} = 4\Omega_{M0} \left\{ \cosh \left[\frac{1}{3} \cosh^{-1} \left(\frac{1-\Omega_{M0}}{\Omega_{M0}} \right) \right] \right\}^3 & \Omega_{M0} \leq \frac{1}{2} \\ \Omega_{\Lambda \text{lim} 2} = 4\Omega_{M0} \left\{ \cos \left[\frac{1}{3} \cos^{-1} \left(\frac{1-\Omega_{M0}}{\Omega_{M0}} \right) \right] \right\}^3 & \Omega_{M0} \geq \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.26)$$

Dans un tel univers, le décalage vers le rouge a une valeur limite supérieure z_{lim} qui, lorsque Ω_{M0} est fixée, décroît avec $\Omega_{\Lambda 0}$. La valeur maximale de z_{lim} est donc atteinte pour $\Omega_{\Lambda 0} = \Omega_{\Lambda \text{lim} 2}$:

$$z_{\text{lim}} \leq z_{\text{max}} = \max(z_{\text{lim}}) = \frac{2(\Omega_{\Lambda \text{lim} 2} - 1) - \Omega_{M0}}{3\Omega_{M0}} \quad (2.27)$$

Remarquons que z_{max} est une fonction décroissante de Ω_{M0} . Ainsi, un décalage vers le rouge maximum $z_{\text{max}} \gtrsim 5$ implique que la densité de matière de l'univers soit inférieure à

1. Les données du satellite COBE ont permis d'estimer les fluctuations de température à grande échelle à $\delta T/T \sim 10^{-5}$ ([Górski et al., 1996] et [Bennett et al., 1996])

$\Omega_{M0} \lesssim 0.01$, ce qui semble exclu (voir section 2.1.5). L'existence d'objets à un décalage vers le rouge $z = 5.34$ ([Dey et al., 1998]) permet donc d'éliminer ces modèles sans big-bang.

Enfin, lorsque la valeur de $\Omega_{\Lambda0}$ approche la valeur limite $\Omega_{\Lambda0} \lesssim \Omega_{\Lambda\text{lim}2}$, sans toutefois l'atteindre, (ou encore, lorsque le potentiel effectif a deux racines, et atteint un minimum légèrement positif), l'expansion ralentit autour de la valeur z_{max} . Les comptages devraient montrer l'existence d'un surnombre d'objets au décalage vers le rouge z_{max} , ce qui n'a pas été mis en évidence à ce jour.

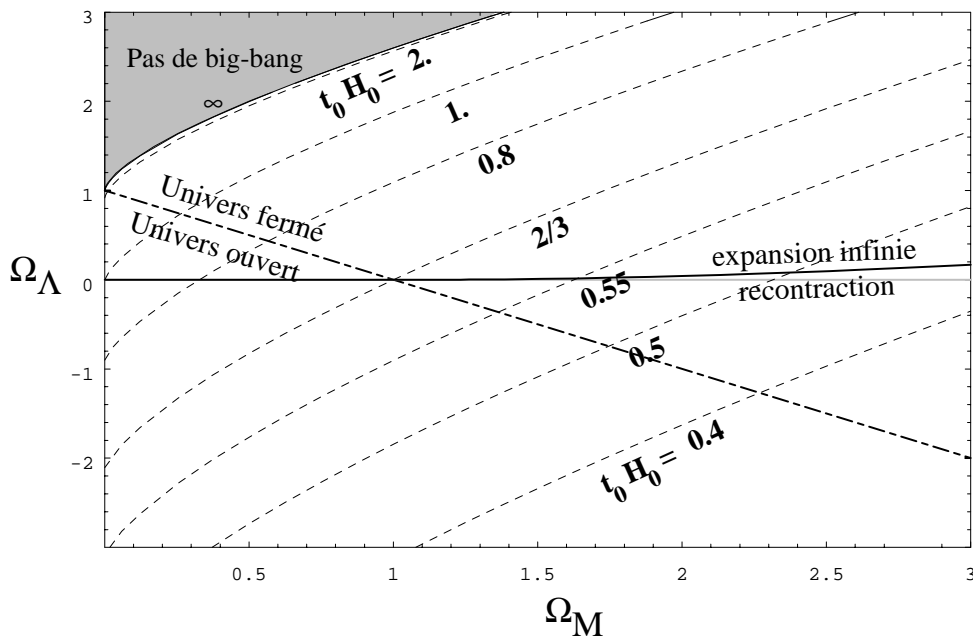


FIG. 2.1 – Diagramme $\Omega_{\Lambda0}$ - Ω_{M0} . En grisé est indiqué le domaine des valeurs de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ correspondant à un univers de rayon minimal fini R_{lim} , pour lequel il n'y a donc pas de big-bang. En trait plein est indiquée la frontière entre un univers en expansion infinie et un univers se recontractant au bout d'un temps fini. En trait point-tiré on a tracé la frontière entre un univers fermé et un univers ouvert. On a indiqué les isochrones $t_0 H_0 = \text{cste}$ en trait tireté.

Les différentes situations envisagées ici sont résumées sur la figure 2.1.

- **L'âge de l'Univers**

En examinant l'expression de l'âge de l'Univers en fonction de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ établie à la section précédente, on constate que $\Omega_{\Lambda0}$ gouverne un terme qui augmente l'âge de l'Univers, alors que Ω_{M0} diminue ce dernier, car la matière ralentit l'expansion. Enfin, augmenter la constante de Hubble diminue d'autant l'âge de l'Univers. Différentes valeurs de l'âge de l'Univers sont indiquées en unités du temps de Hubble sur la figure 2.1. Ainsi, les valeurs limites de l'âge de l'Univers permettent d'imposer une limite au trio $(H_0, \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$.

- Les distances

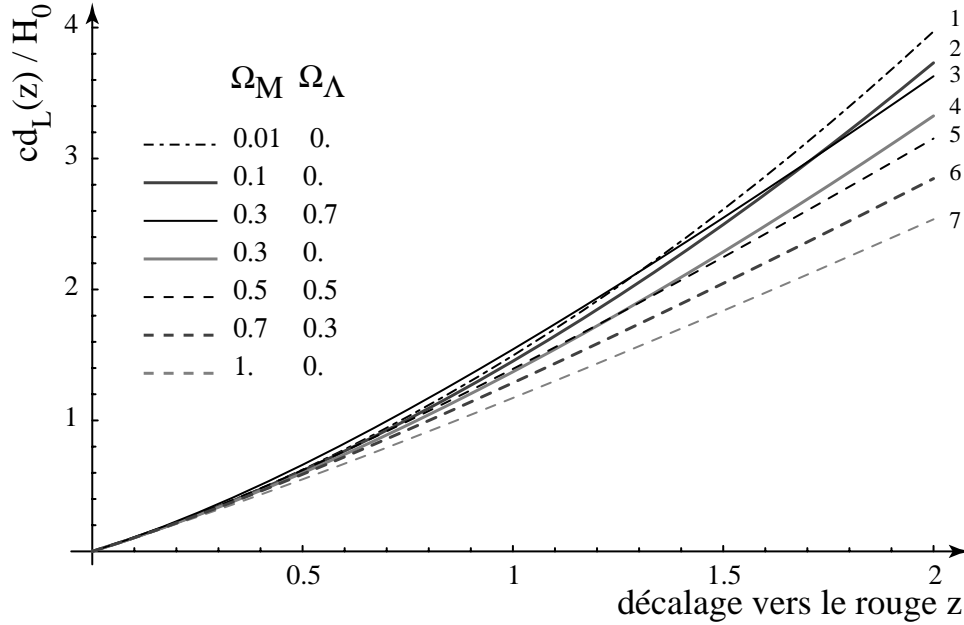


FIG. 2.2 – Distance de luminosité en fonction du décalage vers le rouge z , en unités de rayon de Hubble. Les numéros correspondent à différentes valeurs de $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0})$. 1:(0.01;0), 2:(0.1;0), 3:(0.3;0.7), 4:(0.3;0), 5:(0.5;0.5) et 6:(0.7;0.3) et 7:(1.;0). Notons que les modèles 2 et 6 correspondent tous deux à une valeur de $q_0 = 0.05$.

Sur la figure 2.2 est présentée la distance lumineuse d'un objet en unités de distance de Hubble en fonction du décalage vers le rouge, pour plusieurs modèles d'Univers. Lorsque $\Omega_{\Lambda0} = 0$, à décalage vers le rouge égal, la distance diminue lorsque Ω_{M0} augmente. La mesure conjointe de la distance lumineuse et du décalage vers le rouge de plusieurs objets devraient donc permettre d'estimer Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$, même si la séparation des modèles ne devient significative ($\sim 20\%$) qu'autour de $z \sim 1$.

- Les comptages

En comparant à la figure 2.2 la figure 2.3, où on a porté l'élément de volume $dV/dzd\Omega$ en fonction du décalage vers le rouge pour plusieurs modèles d'Univers, on constate que la séparation entre les différents modèles y est bien plus nette. L'étude des comptages semble donc plus adaptée à la mesure de $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$, mais l'évolution avec z des objets comptés limite l'utilisation de cette méthode.

2.1.4 Le diagramme de Hubble

- Le diagramme de Hubble $\mu - z$

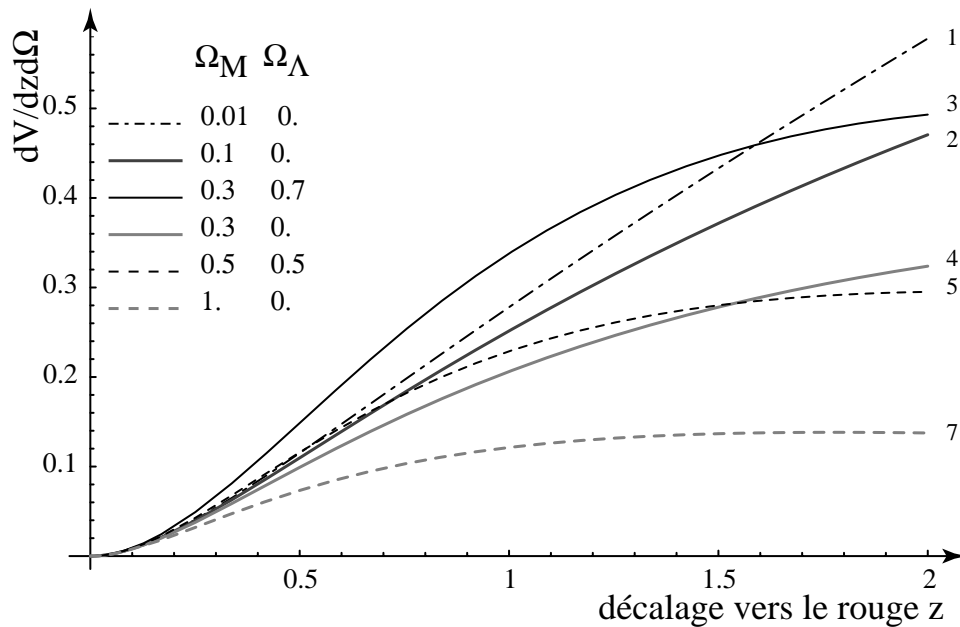


FIG. 2.3 – Variation de l'élément de volume en fonction du décalage vers le rouge z , en unité de volume de Hubble $(c/H_0)^3$. Les numéros correspondent à différentes valeurs de $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0})$. 1:(0.01;0), 2:(0.1;0), 3:(0.3;0.7), 4:(0.3;0), 5:(0.5;0.5) et 7:(1.;0).

Le diagramme de Hubble est un outil très utilisé pour estimer les paramètres cosmologiques. Il consiste à porter simplement en abscisse le logarithme de la vitesse de récession cz de l'objet (ou de z) et en ordonnée le module de distance de l'objet défini par:

$$\text{module de distance: } \mu = 5 \log \left(\frac{d(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})}{10 \text{ pc}} \right) \quad (2.28)$$

où d est une mesure de la distance exprimée en pc. Ainsi, il existe entre autres un module de distance de luminosité μ_L et un module de distance angulaire μ_A . Le diagramme de Hubble est donc un diagramme $\mu_L - z$ ou un diagramme $\mu_A - z$.

Pour de petites distances, on obtient en utilisant 2.11 ou 2.12 une relation linéaire de pente égale à 5, traduisant la relation:

$$\mu(z) = 5 \log \left(\frac{cz}{H_0} \right)$$

L'intercept de cette droite à la valeur $cz = 1$ est égale à $5 \log(H_0)$: c'est ainsi qu'on détermine la valeur de H_0 .

A plus grandes distances, on devient sensible aux paramètres cosmologiques $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$:

$$d(z) = \frac{cz}{H_0} \mathcal{D}(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$$

soit, pour le module de distance:

$$\mu(z) = -5 \log(H_0) + 5 \log(cz) + 5 \log(\mathcal{D}(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}))$$

La déviation de la loi linéaire est donc mesurée par la quantité $5 \log(\mathcal{D}(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}))$ et ne dépend pas de H_0 . L'estimation de cette déviation permet de mesurer les paramètres $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$. Afin d'explorer qualitativement le comportement de \mathcal{D} en fonction de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$, effectuons un développement en série à l'ordre 1 en Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ autour de $(0; 0)$:

$$\mathcal{D}(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}) \sim 1 + z (a_{00}(z) + a_{10}(z)\Omega_{M0} + a_{01}(z)\Omega_{\Lambda0}) \quad (2.29)$$

En comparant la courbe dans deux domaines de décalage vers le rouge, à $z \sim 0$ et $z \sim \bar{z}$, on mesure la combinaison linéaire:

$$\Omega_{M0} - \alpha(\bar{z})\Omega_{\Lambda0} \quad (2.30)$$

où α est égal au quotient $-a_{01}(z)/a_{10}(z)$. Quelques valeurs de $a_{01}(z)$, $a_{10}(z)$ et α en fonction du décalage vers le rouge z , dans le cas de la distance lumineuse d_L (ou \mathcal{D}_L), sont proposées dans le tableau 2.1. Un diagramme de Hubble bâti à partir des distances d'un

<i>Dépendance en Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ de la distance lumineuse</i>			
\bar{z}	$a_{10}(\bar{z})$	$a_{01}(\bar{z})$	$\alpha(\bar{z}) \equiv -a_{01}/a_{10}$
0	-0.25	0.50	2
0.2	-0.3	0.42	1.4
0.4	-0.35	0.37	1.0
0.6	-0.40	0.33	0.8
0.8	-0.45	0.30	0.7
1.	-0.5	0.28	0.6
1.2	-0.55	0.26	0.5
1.5	-0.625	0.24	0.4

TAB. 2.1 – *Différentes valeurs du coefficient $\alpha(z)$ en fonction du décalage vers le rouge z (diagramme de Hubble en distance lumineuse). On retrouve bien à $z \sim 0$ que $d_L \sim cz(1 + \frac{1}{2}(1 - q_0)z + \dots)$, où $q_0 = \Omega_{M0}/2 - \Omega_{\Lambda0}$, qui correspond à $a_{10} = -0.25$ et $a_{01} = 0.5$. L'utilisation d'un lot de supernovae de décalage vers le rouge moyen \bar{z} permet de déterminer la quantité $\Omega_{M0} - \alpha(\bar{z})\Omega_{\Lambda0}$ et non Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ séparément. A cette fin, il faut comparer deux lots de supernovae de décalages vers le rouge moyens suffisamment différents.*

lot d'objets proches ($z \sim 0$) et de celles d'un lot d'objets lointains de décalage vers le rouge moyen \bar{z} permet donc d'estimer la combinaison linéaire $\Omega_{M0} - \alpha(\bar{z})\Omega_{\Lambda0}$, et non d'effectuer une mesure indépendante de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$. Par contre, en utilisant les distances de deux lots d'objets lointains de décalage vers le rouge moyen \bar{z}_1 et \bar{z}_2 différents, par exemple $\bar{z}_1 \sim 0.5$ et $\bar{z}_2 \sim 1.$, cette mesure devient possible ([Goobar et Perlmutter, 1995]).

Ainsi, le diagramme de Hubble $\mu_L(z) - z$ ou $\mu_A(z) - z$ permet de mesurer la constante de Hubble H_0 , et, si les objets sont suffisamment distants, les paramètres cosmologiques $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0})$.

- **Le diagramme de Hubble $m - z$**

Le module de distance μ_L n'est pas une observable (nous entendons par observable une quantité directement mesurable d'après les observations). Une méthode de mesure est de comparer la mesure du flux reçu d'un objet \mathcal{F} à sa luminosité L supposée connue. Rappelons la définitions des magnitudes bolométriques absolue et apparente:

$$M_b = -2.5 \log(L/4\pi(10 \text{ pc})^2) + C \quad (2.31)$$

$$m_b = -2.5 \log(\mathcal{F}) + C \quad (2.32)$$

D'après l'équation 2.10, elle sont liées par:

$$m_b(z) = M_b + \mu_L(z) \quad (2.33)$$

Ainsi, de la mesure de m_b et de la connaissance de M_b , on déduit μ_L .

Si on utilise pour tracer le diagramme $\mu_L - z$ une population d'objets de luminosité L (ou de magnitude M_b) semblable — *des chandelles standards* — on peut de manière équivalente porter en ordonnée la magnitude apparente $m_b(z)$: c'est alors un diagramme magnitude - décalage vers le rouge ou $m - z$. On obtient un diagramme similaire à celui de la figure 2.2, simplement translaté de M_b .

La décomposition suivante:

$$m_b(z) = M_b - 5 \log(H_0) + 5 \log(cz) + 5 \log(\mathcal{D}(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})) \quad (2.34)$$

permet de constater qu'on retrouve à petite distance la relation linéaire de pente égale à 5, et l'intercept de cette droite à la valeur $cz = 1$ est égale à \mathcal{M} :

$$\mathcal{M} = M_b - 5 \log(H_0) \quad (2.35)$$

Pour utiliser le diagramme $m - z$ pour déterminer H_0 , il faut que la magnitude absolue M_b des chandelles standards soit connue: pour cela, on mesure le flux d'un échantillon de chandelles standard pour lesquelles on dispose d'une mesure de distance indépendante du décalage vers le rouge.

A plus grandes distances, l'écart à la loi linéaire $5 \log(\mathcal{D}(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}))$ est bien identique, qu'on utilise le diagramme $\mu_L(z) - z$ ou le diagramme $m - z$.

Ainsi, le diagramme de Hubble $m(z) - z$, permet aussi de mesurer la constante de Hubble H_0 (sous réserve de connaître M_b), et, si les objets sont suffisamment distants, les paramètres cosmologiques $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0})$.

Cependant, un effet vient compliquer l'utilisation du diagramme de Hubble $m(z) - z$.

Les détecteurs utilisés pour mesurer le flux ne sont sensibles qu'à un domaine borné du spectre des ondes électromagnétiques. Le spectre de l'objet est décalé d'un facteur $(1+z)$ et dilaté du même facteur, on ne mesure donc pas le flux émis dans le même domaine de longueur d'onde pour deux objets de décalages vers le rouge différents.

Reprenons le calcul de la distance lumineuse tel qu'il avait été mené précédemment. La source est toujours située en r_E et l'observateur en $r_O = 0$. L'instant d'émission est t_E et l'instant d'observation de nos jours t_0 .

Désignons par $dn = u_E(t_E, \lambda) d\lambda dt$ le nombre de photons émis entre t_E et $t_E + dt$ et de longueur d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ et par $de = e_E(t_E, \lambda) d\lambda dt = (hc/\lambda) u_E(\lambda, t) d\lambda dt$ l'énergie correspondante. On définit de même φ_O et ϕ_O , le nombre et l'énergie des photons

reçus par unité de surface par l'observateur entre l'instant t_O et $t_O + dt_O$ à une longueur d'onde comprise entre λ_O et $\lambda_O + d\lambda_O$. Les dn photons émis étant reçus entre t_O et $t_O + dt \times (1 + z)$, à une longueur d'onde comprise entre $\lambda \times (1 + z)$ et $(\lambda + d\lambda) \times (1 + z)$ et à une énergie $hc/(\lambda \times (1 + z))$, les égalités suivantes relient u_E , e_E , φ_O , et ϕ_O :

$$\varphi_O(t_O, \lambda) = \frac{1}{S} u_E \left(t_E, \frac{\lambda}{1+z} \right) \times \frac{1}{(1+z)^2} \quad (2.36)$$

$$\phi_O(t_O, \lambda) = \frac{1}{S} e_E \left(t_E, \frac{\lambda}{1+z} \right) \times \frac{1}{(1+z)^3} \quad (2.37)$$

où $S = 4\pi R_0^2 r_E^2$ est la surface de la sphère de centre r_E passant par $r_O = 0$. On retrouve dans l'équation 2.37 le terme définissant la distance lumineuse: $(1+z)^2 S = 4\pi d_L^2(z)$, auquel vient s'ajouter un troisième facteur $(1+z)$ qui tient compte de la dilatation du spectre.

Dans le filtre de transmission T , les magnitudes absolues et apparentes s'écrivent, par définition:

$$M_T(t_E) = -2.5 \log \left(\int_0^\infty e_E(t_E, \lambda) T(\lambda) d\lambda \right) + C_T \quad (2.38)$$

$$m_T(t_O) = -2.5 \log \left(\int_0^\infty \phi_O(t_O, \lambda) T(\lambda) d\lambda \right) + C_T \quad (2.39)$$

$$(2.40)$$

La constante C_T est définie de telle sorte que dans les filtres standard, une étoile de type A0 ait toujours la même magnitude. En tenant compte de 2.37, ces définitions se réécrivent:

$$M_T(t_E) = -2.5 \log \left(\int_0^\infty e_E(t_E, \lambda) T(\lambda) d\lambda \right) + C_T \quad (2.41)$$

$$m_T(t_O) = -2.5 \log \left(\int_0^\infty \frac{1}{(1+z)^3} e_E \left(t_E, \frac{\lambda}{1+z} \right) T(\lambda) d\lambda \right) + C_T \quad (2.42)$$

$$(2.43)$$

On appelle K-correction le terme tenant compte du décalage spectral et de la dilatation du spectre dans la bande passante du filtre (la dilatation du temps et la perte d'énergie des photons sont prises en compte dans la distance lumineuse):

$$K_T(t_E, z) = 2.5 \log(1+z) - 2.5 \log \left(\frac{\int_0^\infty e_E(t_E, \lambda/(1+z)) T(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty e_E(t_E, \lambda) T(\lambda) d\lambda} \right)$$

La relation entre la magnitude apparente d'un objet mesurée à l'instant t dans le filtre T est alors semblable à l'équation 2.33, à laquelle on ajoute la K-correction:

$$m_T(t_O, z) = M_T(t_E) + \mu_L(z) + K_T(t_E) \quad (2.44)$$

Remarquons qu'avec l'avènement des détecteurs photoélectriques, les détecteurs ne mesurent plus une énergie mais un nombre de photons. Les magnitudes sont donc définies

par:

$$M_T^\gamma(t) = -2.5 \log \left(\int_0^\infty u_E(t, \lambda) T(\lambda) d\lambda \right) + C_T^\gamma \quad (2.45)$$

$$m_T^\gamma(t) = -2.5 \log \left(\int_0^\infty \varphi_O(t, \lambda) T(\lambda) d\lambda \right) + C_T^\gamma \quad (2.46)$$

$$(2.47)$$

La constante C_T^γ sert néanmoins à convertir en énergie le nombre de photons mesurés dans la bande passante, la magnitude est donc toujours une mesure de flux d'énergie reçu. En tenant compte de l'équation 2.37, on obtient:

$$M_T^\gamma(t) = -2.5 \log \left(\int_0^\infty u_E(t, \lambda) T(\lambda) d\lambda \right) + C_T^\gamma \quad (2.48)$$

$$m_T^\gamma(t) = -2.5 \log \left(\int_0^\infty \frac{1}{(1+z)^2} e_E \left(\frac{t}{1+z}, \frac{\lambda}{1+z} \right) T(\lambda) d\lambda \right) + C_T^\gamma \quad (2.49)$$

$$(2.50)$$

La K-correction en nombre de photons:

$$K_T^\gamma(t, z) = 2.5 \log(1+z) - 2.5 \log \left(\frac{\int_0^\infty u_E(t, \lambda/(1+z)) T(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty u_E(t, \lambda) T(\lambda) d\lambda} \right)$$

s'utilise donc comme la K-correction en flux:

$$m_T^\gamma(t, z) = M_T^\gamma(t_E) + \mu_L(z) + K_T^\gamma(t_E) \quad (2.51)$$

Notons que si les magnitudes étaient strictement définies par le nombre de photons mesuré, sans conversion en énergie, il faudrait modifier la notion de distance lumineuse d_L en d_L^γ : $d_L^\gamma \equiv d_L / \sqrt{1+z}$, qui ne tiendrait plus compte de la perte en énergie des photons.

Si l'utilisation d'un filtre requiert la prise en compte de la correction-K, d'autres corrections peuvent être dues aux objets mesurés eux-mêmes. Ainsi, l'objet peut ne pas être une chandelle standard parfaite. On peut définir alors des corrections variées à l'équation 2.44, par exemple la correction d'évolution $E(z)$ tenant compte de la modification de la magnitude absolue des chandelles standards avec l'époque z à laquelle on les observe.

Ainsi, la relation 2.33 devient:

$$m = M + \mu + \text{corrections} \quad (2.52)$$

et le diagramme de Hubble $m - z$ ne semble plus très adapté à la situation. Cependant, en définissant m_{corr} , par:

$$m_{\text{corr}} = m - \text{corrections} \quad (2.53)$$

on peut maintenir l'illusion d'une relation 2.33 parfaite, et continuer à utiliser le diagramme $m_{\text{corr}} - z$, qui a l'avantage de mettre en jeu deux observables.

2.1.5 Estimation des paramètres cosmologiques

Nous suivons ici les articles de revue [Freedman, 1997] et [Dekel et al., 1997].

- **Mesure de Ω_{M0}**

Le modèle de la nucléosynthèse primordiale permet de prédire avec succès une valeur de la densité de matière baryonique concordant avec les abondances observées du Deutérium, de l'Hélium 3, de l'Hélium 4 et du Lithium 7 [Fukugita et al., 1998]:

$$0.005 \leq \Omega_{bar} h^2 \leq 0.013 \quad (2.54)$$

L'estimation de la densité lumineuse de l'Univers proposée par [Fukugita et al., 1998]:

$$\Omega_{visible} h \sim 0.0025$$

démontre que le modèle de la nucléosynthèse primordiale prévoit au moins autant de baryons que l'on en voit de nos jours, et implique qu'une partie des baryons de l'Univers pourrait être sombre. Cependant, les études de la dynamique des galaxies ou des amas de galaxies conduisent à une valeur de Ω_{M0} de l'ordre de 0.1 – 0.3, ce qui amène à postuler l'existence de matière sombre non baryonique.

Plusieurs méthodes sont utilisées pour estimer Ω_{M0} . Nous présentons tout d'abord la méthode du rapport masse-luminosité M/L , qui consiste à mesurer la luminosité L d'un objet (par exemple un amas), à en estimer la masse totale M , puis à renormaliser cette masse à tout l'Univers en multipliant le rapport M/L par la densité lumineuse de l'Univers $\mathcal{L} = 2 \pm 0.2 \cdot 10^8 h \text{ L}_\odot \text{ Mpc}^{-3}$ ([Fukugita et al., 1998]). Cette méthode suppose que le rapport M/L de la structure considérée est représentatif du rapport M/L de l'Univers. Plusieurs techniques permettent d'estimer la masse totale, que nous séparons en deux catégories: les méthodes dynamiques et celles utilisant l'effet de lentille gravitationnelle.

Une technique similaire est de mesurer la masse baryonique d'un objet M_{bar} , puis de renormaliser sa masse totale M à tout l'Univers en multipliant la fraction de baryon $f_b = M_{bar}/M$ par la densité baryonique de l'Univers Ω_b calculée par le modèle de la nucléosynthèse primordiale.

Enfin, l'étude de la formation des structures permet aussi d'estimer la densité de matière de l'univers.

- ★ *Estimation du rapport M/L — méthodes dynamiques:*

La densité de matière estimée en mesurant le rapport masse sur luminosité M/L des structures considérées (galaxies, amas de galaxies) s'écrit:

$$\Omega_{M0} = 0.2 \left(\frac{M/L}{300 h \text{ M}_\odot / \text{L}_\odot} \right) \left(\frac{\mathcal{L}}{2 \times 10^8 h \text{ L}_\odot \text{ Mpc}^{-3}} \right) \quad (2.55)$$

Pour déterminer le rapport M/L , la luminosité de la structure est directement mesurée, tandis que sa masse totale doit être calculée.

A l'échelle des galaxies, la masse totale est calculée en étudiant la courbe de rotation des galaxies spirales, ou en utilisant le théorème du viriel $E_{\text{grav}} = -2E_c$ qui permet de relier la dispersion de vitesse à la masse dans les galaxies elliptiques. Le rapport M/L ainsi déterminé dépend du choix du rayon R limitant l'extension du halo de la galaxie: pour les spirales, $M/L \sim 200h \times (R/0.2 \text{ Mpc}) M_{\odot}/L_{\odot}$ et pour les elliptiques, $M/L \sim 400h \times (R/0.2 \text{ Mpc}) M_{\odot}/L_{\odot}$ ([Bahcall et al., 1995]). Nous évoquerons plus en détail la mesure de Ω_{M0} à l'échelle des galaxies lors de l'étude de la matière noire Galactique présentée au chapitre 3.

A l'échelle des amas (soit quelques $h^{-1} \text{ Mpc}$), on peut de nouveau employer le théorème du viriel pour déterminer la masse totale de l'amas M_{tot} à partir de la dispersion de la distribution des vitesses particulières radiales des galaxies de l'amas pondérée par la masse σ_r et du rayon gravitationnel de l'amas R_G ([Sarazin, 1986]):

$$M_{\text{tot}} = \frac{3R_G\sigma_r^2}{G} \quad (2.56)$$

Si σ_r est mesurée sur les galaxies de l'amas, R_G peut être estimé en ajustant un profil modélisé de distribution sur l'amas. Le rapport M/L déterminé par [Carlberg et al., 1996] est de $M/L \sim 300h M_{\odot}/L_{\odot}$.

Il est aussi possible de déterminer la masse totale d'un amas en étudiant son contenu en gaz chaud, dont l'émission X provient du rayonnement par bremsstrahlung des électrons. L'équation d'équilibre hydrostatique (en symétrie sphérique) relie $M(< r)$, la masse totale contenue à l'intérieur d'un rayon r , à la densité du gaz $\rho(r)$ et la distribution de température du gaz $T(r)$:

$$\frac{k_B}{\mu m_p} \left(\frac{d \log \rho}{dr} + \frac{d \log T}{dr} \right) T(r) = -\frac{GM(< r)}{r^2} \quad (2.57)$$

$$(2.58)$$

où μ désigne le poids moléculaire moyen du gaz. La température $T(r)$ est déterminée par spectroscopie X , et le profil en brillance de surface X permet de reconstruire l'émissivité, qui dépend de ρ^2 et de T . Cette estimation suppose donc que le gaz est en équilibre hydrostatique dans le potentiel de l'amas, hypothèse contredite par l'observation d'amas accrétant des galaxies ou d'autres amas. Cependant cette hypothèse peut être adoptée jusqu'à une certaine distance du centre de l'amas. D'autre part, la déduction de ρ à partir de celle de ρ^2 suppose que le gaz est réparti de manière uniforme, sans agrégats.

Les techniques utilisant le rapport M/L , qui font l'hypothèse que les galaxies, ou le gaz chaud X , tracent la distribution de la matière, conduisent à l'estimation ([Freedman, 1997]):

$$M/L \text{ - théorème du viriel: } \Omega_{M0} \sim 0.1 - 0.3 \quad (2.59)$$

Une méthode apparentée consiste à utiliser le principe de moindre action (PMA) pour reconstruire les trajectoires des galaxies du Groupe local ([Peebles, 1994]).

Cette technique a été étendue par [Shaya et al., 1995] aux galaxies du Super Amas Local. Elle conduit dans les deux cas à la valeur de Ω_{M0} :

$$M/L - \text{PMA: } \Omega_{M0} \sim 0.15 \quad (2.60)$$

Elle présente l'avantage d'utiliser des mesures locales précises, mais en traitant les galaxies de manière ponctuelle, elle pourrait sous-estimer la présence de matière noire dans les halos étendus des galaxies, et ne tient pas compte du fusionnement des galaxies. A l'aide de simulations Monte-Carlo, [Branchini et al., 1994] estiment que la densité de matière ainsi calculée est sous-estimée d'un facteur 2 à 5.

Enfin, il est possible d'estimer la masse totale d'un amas en comparant la distribution de la dispersion $\sigma_{12}^2(r)$ des vitesses relatives des galaxies prises deux par deux et la fonction de corrélation $\xi(r)$ des galaxies (théorème du viriel cosmique, ou TVC) ([Peebles, 1976]):

$$\sigma_{12}^2(r) \propto \Omega_{M0} r^2 \xi(r) \quad (2.61)$$

Cette méthode suppose qu'à une échelle $< 1h^{-1}$ Mpc, l'amas est statistiquement stable, c'est-à-dire que globalement, il ne s'effondre pas ou n'est pas en expansion. [Davis et Peebles, 1983] obtiennent:

$$M/L - \text{TVC: } \Omega_{M0} \sim 0.2 \quad (2.62)$$

★ *Estimation du rapport M/L : utilisation de l'effet de lentille gravitationnelle:*

Les arcs gravitationnels sont les images multiples de galaxies provoquées par un amas de galaxies en avant plan jouant le rôle de lentille gravitationnelle. L'étude de la position et de la forme des arcs permet de reconstruire le potentiel gravitationnel de l'amas, donc sa masse totale M à une échelle de $\sim 0.5h^{-1}$ Mpc. Le potentiel est supposé elliptique, ou bimodal, comme pour l'amas Abell 370 ([Kneib, 1993]) dont l'image optique montre la présence au centre de deux galaxies cD. Le succès de ces modèles est tel qu'il permet la prédiction du lieu et de la forme d'images secondaires, détectées par la suite ([Mellier et al., 1993]). La modélisation montre que la distribution de matière noire suit la distribution de la composante lumineuse, en étant toutefois bien plus concentrée. Pour des décalages vers le rouge inférieurs à 0.3, l'influence de la cosmologie est faible sur la détermination de la masse totale. La détermination du rapport $M/L \sim 100 - 300h^{-1} M_{\odot} / L_{\odot}$ sur les amas MS2137-23, A370, Cl0024+17, A32218 et A2390 ([Mellier et al., 1997]) est pratiquement indépendante de la valeur adoptée pour $\Omega_{\Lambda 0}$. Elle conduit à l'estimation suivante de Ω_{M0} :

$$M/L - \text{Arcs gravitationnels: } \Omega_{M0} \sim 0.15 - 0.3 \quad (2.63)$$

La présence d'un amas, si elle ne produit pas toujours les spectaculaires arcs gravitationnels, déforme néanmoins les images des galaxies en arrière-plan de l'amas: l'ellipticité de chaque galaxie est très légèrement augmentée suivant les lignes de champ du potentiel projeté dans le plan image (effet de cisaillement). Cet effet se

superpose à la forme des galaxies, et seule une étude statistique des cartes de cisaillement permet de reconstruire le potentiel de l'amas incriminé. Cette méthode à l'avantage de contraindre le potentiel de l'amas loin de son centre. A une échelle de $\sim 1h^{-1}$ Mpc, le rapport M/L ainsi calculé (par exemple sur l'amas A1689) varie de $\sim 150 - 400h^{-1} M_{\odot}/L_{\odot}$, qui se traduit par ([Mellier et al., 1997]):

$$M/L - \text{Cisaillement: } \Omega_{M0} \sim 0.2 - 0.5 \quad (2.64)$$

Les arcs gravitationnels produits par le potentiel global de l'amas peuvent être perturbés par la présence de halos autour des galaxies, qui modifient localement le gradient du potentiel. La prise en compte de cet effet de lentille entre la galaxie source en arrière-plan et les halos des galaxies formant l'amas est nécessaire pour expliquer certaines images multiples (voir figure 2.4). Cette technique prometteuse appliquée à un ensemble statistique d'amas (~ 20 , [Natarajan et al., 1997]) devrait permettre d'estimer l'étendue des halos des galaxies formant l'amas.

★ *Estimation de la fraction de baryons f_b :*

La quantité de matière présente dans un amas peut aussi être déduite du rapport f_b de la masse totale sur la masse baryonique, que l'on multiplie ensuite par la densité de matière baryonique telle qu'elle est prévue par le modèle de la nucléosynthèse primordiale:

$$\Omega_{M0} = \left(\frac{f_b}{0.1}\right)^{-1} \times \left(\frac{\Omega_b}{0.1}\right) \quad (2.65)$$

La masse totale peut être calculée au moyen des diverses méthodes décrites précédemment. La masse baryonique des galaxies est négligeable devant celle du gaz chaud de l'amas. Pour estimer la masse baryonique, on ne tient compte que de cette dernière. La masse du gaz chaud est déduite de sa densité, estimée à partir du profil de la brillance de surface en X, qu'on intègre ensuite jusqu'à un rayon $\sim 1.5h^{-1}$ Mpc. [White et Fabian, 1995], cités par [Dekel et al., 1997], mesurent la fraction de baryon à :

$$f_b = (0.03 - 0.08)h^{-\frac{3}{2}} \quad (2.66)$$

Une valeur intermédiaire de f_b conduit à l'estimation, en utilisant l'équation 2.54:

$$\text{Fraction de baryons: } \Omega_{M0} = 0.1 - 0.5h^{-\frac{1}{2}} \quad (2.67)$$

Cette valeur pourrait être augmentée, soit par la présence dans l'équation hydrostatique de la pression d'un champ magnétique éventuel, soit par une non-uniformité de la distribution du gaz. Cependant, ces solutions ne sont pas actuellement favorisées ([Steigman et Felten, 1994]).

★ *Etude des grandes structures:*

A l'échelle de ~ 100 Mpc, l'étude du champ v des vitesses particulières radiales des galaxies de champ permet de reconstruire le potentiel des vitesses (méthode POTENT). A partir de la description de la croissance linéaire des fluctuations de

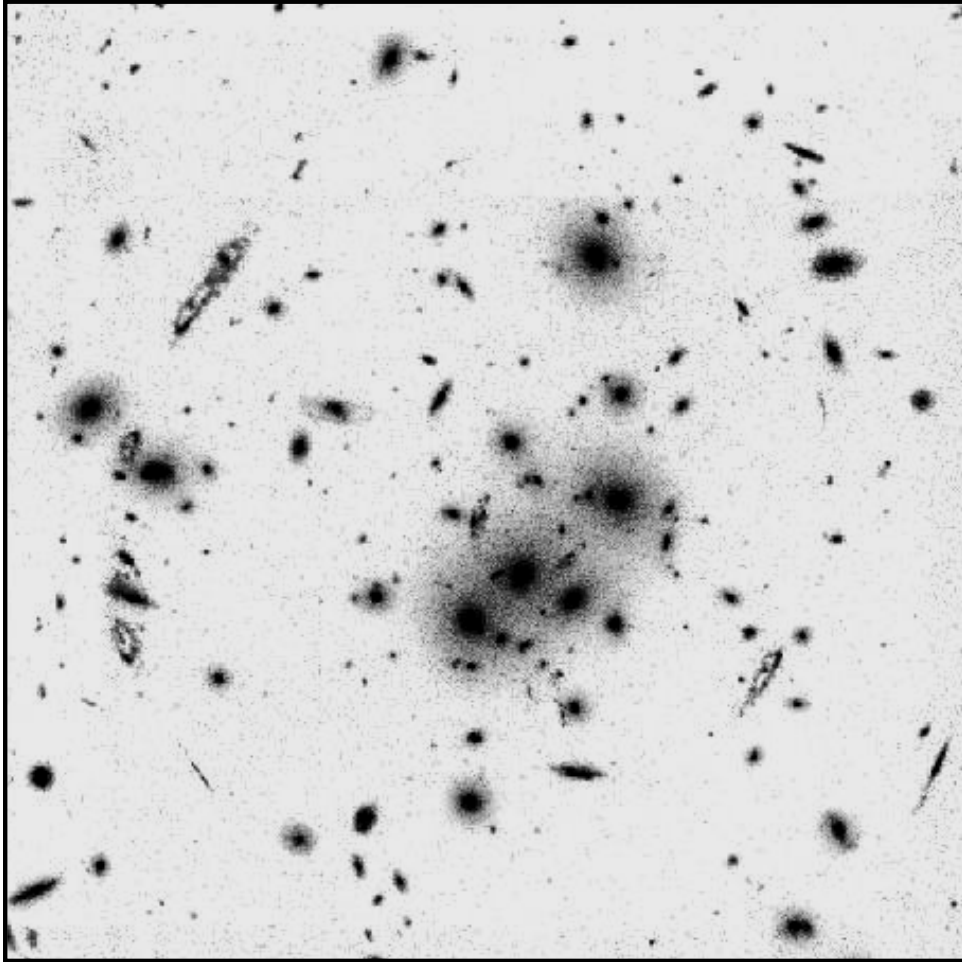


FIG. 2.4 – L'amas $Cl0024 + 1654$ ($z = 0.39$) photographié par le télescope spatial Hubble (HST). Les arcs géants sont les images déformées d'une galaxie spirale d'arrière-plan ($z = 0.85$) par la lentille gravitationnelle produite par le potentiel de l'amas. (W.N. Colley and E. Turner (université de Princeton), J.A. Tyson (Laboratoire Bell Labs, Lucent Technologies), NASA).

matière, on en déduit le potentiel gravitationnel, et le champ des fluctuations de densité de matière $\delta = \delta\rho/\rho$:

$$\delta(x) = -(H_0 f)^{-1} \nabla \cdot v \quad (2.68)$$

Dans le cadre de la théorie linéaire, le taux de croissance logarithmique f est pratiquement constant en fonction du décalage vers le rouge z jusqu'à $z \sim 0.5$, et dépend fort peu de $\Omega_{\Lambda 0}$ (voir [Carroll, Press, et Turner, 1992]):

$$f(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda 0}) = \Omega_{M0}^{0.6}$$

Il ne reste plus qu'à comparer δ au champ des fluctuations de densité des galaxies. On suppose que les deux sont reliés par un paramètre b , le biais, de tel sorte que $\delta_{\text{gal}} = b\delta$. On ne peut donc mesurer que le rapport $\beta = \Omega_{M0}^{0.6}/b$. Il est probable que les galaxies se forment préférentiellement dans les régions de haute densité, et qu'elles soient alors aussi concentrées que la matière, soit $b \geq 1$. En utilisant le catalogue de vitesses particulières Mark III et en calculant δ_{gal} à partir du relevé à grand champ *The IRAS 1.2 Jy redshift survey*, [Sigad et al., 1998] mesurent:

$$\beta = 0.89 \pm 0.12$$

et imposent la limite:

$$\text{Méthode POTENT: } \Omega_{M0} > 0.33 \quad \text{si } b > 0.75 \quad (2.69)$$

- **Le problème de la constante cosmologique**

On peut séparer la constante cosmologique Λ , qui s'interprète naturellement comme une énergie du vide en deux contributions: d'une part, l'énergie du vide des champs de la physique des particules, et d'autre part, une constante cosmologique Λ' dont la valeur est inconnue. Ainsi, le paramètre $\Omega_{\Lambda 0}$ est la somme de ces deux contributions. La limite raisonnable astrophysique $\Omega_{\Lambda 0} \lesssim 1$ se traduit par une limite sur la somme

$$\frac{\Lambda}{8\pi G} = |\rho_{\text{vide}} + \frac{\Lambda'}{8\pi G}| < 10^{-47} \text{ GeV}^4 \quad (2.70)$$

Cependant, la physique des particules nous permet aussi d'estimer l'ordre de grandeur de ρ_{vide} . Ainsi, l'énergie du vide correspondant à un champ scalaire (boson) est égale à:

$$\rho_{\text{vide}} = \hbar \frac{k_{\text{max}}^4}{16\pi^2}$$

où k_{max} est l'échelle de la coupure de l'intégrale évitant la divergence "ultra-violette". En choisissant l'échelle de Planck, marquant la frontière où il devient nécessaire de prendre en compte la théorie quantique gravitationnelle, on obtient:

$$\rho_{\text{vide}} \sim 10^{74} \text{ GeV}^4 \quad (2.71)$$

Ainsi, quelques 120 ordres de grandeur séparent les estimations 2.70 et 2.71. Une constante cosmologique Λ' *ad hoc* pourrait permettre de compenser, au 121-ième chiffre après la virgule, la densité du vide ainsi calculée, mais ce scénario manque de vraisemblance!

On peut supposer que la contribution de chaque champ fermionique (resp. bosonique) à l'énergie du vide est contrebalancée par celle d'un champ bosonique (resp. fermionique) de même masse, qui aurait alors la même valeur mais un signe opposé. La théorie de la super-symétrie prévoit de tels partenaires. Cependant, si cette symétrie existe, elle est spontanément brisée, et les masses des fermions et bosons se correspondant différent. Même si pour quelques théories super-symétriques les termes divergents se compensent, il reste un terme constant de l'ordre de:

$$\rho_{\text{vide}}^{\text{susy}} \sim m_{\text{susy}}^4 > 10^8 \text{ GeV}^4 \quad (2.72)$$

Enfin, une transition de phase dans l'enfance de l'Univers par le mécanisme de Higgs amènerait l'énergie du vide d'une valeur nulle à une valeur $\rho_{\text{vide}} \sim 10^{10} \text{ GeV}^4$ pour la transition electro-faible, et $\rho_{\text{vide}} \sim 10^{60} \text{ GeV}^4$ pour la théorie de la Grande Unification.

Plusieurs solutions sont recensées par [Carroll, Press, et Turner, 1992], et détaillées dans [Weinberg, 1989]: le principe anthropique, qui peut se résumer par "Si les choses étaient différentes, nous ne serions pas là pour les voir", l'existence d'un champ scalaire permettant d'annuler la constante cosmologique, ou une théorie de la gravité modifiée.

- **Mesures conjointes de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$**

Rappelons que l'existence d'objets à un décalage vers le rouge $z = 5.34$ ([Dey et al., 1998]) permet d'éliminer le cas de figure d'un univers sans big-bang, car la limite $z_{max} > 5$ implique dans ce cas (équation 2.27) que $\Omega_{M0} < 0.01$.

Plusieurs techniques d'estimation conjointe de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ s'appuient sur le phénomène de lentille gravitationnelle: nous présentons ici quelques résultats.

Les supernovae de type Ia, en tant qu'indicateurs de distances, permettent aussi de mesurer Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$: nous détaillerons plus particulièrement cette méthode dans la section 2.3.4.

Enfin, la mesure du spectre des anisotropies du rayonnement cosmologique par les satellites MAP et Planck Surveyor devraient permettre d'estimer les paramètres cosmologiques H_0 , Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ à mieux que 1%.

Nous décrivons ici des méthodes utilisant l'effet de lentille gravitationnelle.

- ★ *Comptages de quasars subissant l'effet de lentille gravitationnelle:*

Dans une configuration où la source S est à un décalage vers le rouge z_S , la lentille L à z_L et l'observateur O à $z = 0$, la force d'une lentille est caractérisée par la quantité $H_0 F(z_L, z_S; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}) = D_{OL} D_{LS} / D_{OS}$ ([Kneib, 1993]). Plus F est grande, moins la distribution de masse doit être dense pour induire des distorsions importantes. F dépend peu de Ω_{M0} , mais lorsque le décalage vers le rouge de la source est suffisamment grand, F est très sensible à la valeur de $\Omega_{\Lambda0}$. Ainsi, les décalages vers le rouge z_S et z_L étant fixés respectivement à 3 et 0.9, et les paramètres $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$ prenant successivement les valeurs (0.1; 0), (1.; 0) et (0.1; 0.9), on a:

$$F(z_S = 3., z_L = 0.9; 0.1; 0) \sim F(z_S = 3., z_L = 0.9; 1; 0) \sim \frac{1}{2} F(z_S = 3., z_L = 0.9; 0.1; 0.9)$$

La méthode du comptage de quasars s'appuie sur cette dépendance. Elle est présentée dans [Fukugita et al., 1992]. La probabilité $d\tau$ qu'un rayon lumineux émis

par une source située à z_S subisse un effet de lentille gravitationnelle entre z_L et $z_L + dz_L$ est proportionnelle à $F(z_L, z_S; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$ ainsi qu'à la densité de lentilles (des galaxies dans le cadre de cette étude) à z_L . Ces deux quantités augmentent notablement avec $\Omega_{\Lambda0}$. Ainsi, la probabilité qu'une population de quasars à z_S subisse un effet de lentille (qu'on estime en dénombrant la fréquence des images multiples de quasars) varie d'un facteur 5 entre le modèle où $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}) = (0.1; 0)$ et le modèle où $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}) = (0.1; 0.9)$. Ce calcul s'appuie sur des modélisations des lentilles (sphères isothermes), de leur population (densité et proportion des galaxies spirales par rapport aux galaxies elliptiques, évolution, extinction) ainsi que de la population des sources (comptages de quasars en fonction de leur magnitude apparente).

Afin de comparer cette prédiction aux observations il faut tenir compte du pouvoir séparateur fini de l'appareillage optique, qui ne peut distinguer les images multiples en deçà d'un angle de séparation limite (l'angle de séparation des images multiples dépend lui-même de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$). A cela s'ajoute un biais dû à la magnification des quasars par la population de lentilles, qui induit un effet de sélection.

[Kochanek, 1996] a appliqué cette méthode à plusieurs relevés à grand champ de quasars et obtient une limite à 95% de confiance dans le cadre d'un univers plat:

$$\text{comptages de quasars:} \quad \text{si } \Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} = 1 : \quad \Omega_{\Lambda0} \lesssim 0.7 \quad (95\% \text{ L.C.}) \quad (2.73)$$

★ *Modélisation de lentilles gravitationnelles*

Cette technique consiste à évaluer pour le système de lentille-source étudié le rayon angulaire critique $\theta_{\text{crit.}}$ ([Im et al., 1997]. Les lignes critiques sont les lieux du plan image d'amplification infinie². Le rayon critique est proportionnel à l'efficacité de la lentille $E = D_{LS}/D_{OS}$ ([Kneib, 1993]), qui comme la force F , dépend peu de Ω_{M0} mais devient sensible à $\Omega_{\Lambda0}$ pour peu que la source soit suffisamment distante. Ainsi, les décalages vers le rouge z_S et z_L étant fixés respectivement à 3 et 0.9, et les paramètres $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$ prenant successivement les valeurs (0.1; 0), (1.; 0) et (0.1; 0.9), on a:

$$E(z_S = 3., z_L = 0.9; 0.1; 0) \sim E(z_S = 3., z_L = 0.9; 1; 0) \sim \frac{2}{3} E(z_S = 3., z_L = 0.9; 0.1; 0.9)$$

C'est pourquoi l'estimation du rayon critique pour un système Source-Lentille où la source est très éloignée devrait permettre de contraindre la valeur de $\Omega_{\Lambda0}$.

Cette étude dépend de la modélisation adoptée pour le potentiel de l'amas, ici une sphère isotherme caractérisée par une dispersion de vitesse estimée au moyen de la relation de Faber-Jackson entre la dispersion de vitesse des galaxies E/SO et leur luminosité. En mesurant $\theta_{\text{crit.}}$ à partir de la position des arcs sur 7 lentilles, [Im et al., 1997] proposent la valeur, pour un univers plat et une limite à 68.3 % de confiance:

$$7 \text{ lentilles gravitationnelles, si } \Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} = 1 : \quad \Omega_{\Lambda0} \sim 0.4 - 0.8 \quad (68.3\% \text{ L.C.}) \quad (2.74)$$

2. Il y a une seule ligne critique dans le cas d'une distribution isotherme circulaire ou elliptique et deux dans le modèle non singulier avec rayon de coeur ([Kneib, 1993]).

[Fort et al., 1997] appliquent à l’amas $Cl0024 + 1654$ (voir figure 2.4) une technique de détermination du rayon critique correspondant à une source à grand décalage vers le rouge z_S (une population de galaxies), ce qui permet d’obtenir un bras de levier plus important pour la détermination de $\Omega_{\Lambda 0}$.

En effet, les galaxies en arrière-plan subissent un effet de loupe causé par la lentille, qui a pour conséquence de dilater et d’augmenter la profondeur du champ observé. Si le nombre de galaxies $N(> m_{\text{limite}})$ de magnitude supérieure à une magnitude m_{limite} donnée augmente peu avec m_{limite} , la dilatation apparente du champ l’emporte sur l’augmentation de la population visible causée par l’augmentation de m_{limite} . On observe alors une déplétion du nombre de galaxies.

[Fort et al., 1997] ont étudié la variation de densité de deux populations de galaxies (une population bleue à $26 < B < 27.5$ et une population rouge à $24 < I < 26.5$) de décalage vers le rouge z_S en fonction de la distance angulaire au centre de la lentille. Ces comptages radiaux ont permis de prédire une distribution en décalage vers le rouge de la population bleue en accord avec la mesure du décalage vers le rouge des arclets bleus du système $Cl0024 + 1654$ et de contraindre les paramètres Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda 0}$ (en supposant $\Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda 0} = 1$):

$$\text{amas } Cl0024 + 1654 : \quad \text{si } \Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda 0} = 1 : \quad \Omega_{\Lambda 0} \sim 0.6 - 0.9 \quad (2.75)$$

Notons que cette borne inférieure, jointe à la borne supérieure provenant des comptages de quasars, réduit considérablement le domaine de valeur de $\Omega_{\Lambda 0}$ à $\Omega_{\Lambda 0} \sim 0.65$.

- **Mesure de H_0**

Deux types de méthodes sont utilisées pour mesurer H_0 .

- ★ *L’échelle de distances des céphéides*

Cette première méthode utilise le diagramme de Hubble (voir section 2.1.4), c’est-à-dire qu’elle s’appuie sur la comparaison de la vitesse de récession d’une galaxie à une mesure de sa distance (équation 2.11). Elle nécessite donc l’emploi d’indicateurs de distance pouvant être utilisés à des distances du flot de Hubble, là où les vitesses particulières des galaxies contribuent à moins de 10% de leur vitesse de récession.

Les céphéides (du nom de l’étoile prototype δ Cephei) sont des indicateurs de distance absolue, ou encore des indicateurs primaires. Pour déterminer la distance d’une galaxie, on applique la relation Période-Couleur-Luminosité (P-C-L) sur les céphéides qu’elle abrite:

$$M = \alpha + \beta \log P + \gamma(B - V)_0 \quad (2.76)$$

P est la période de la variation lumineuse de la céphéide, M sa magnitude absolue et $(B - V)_0$ sa couleur corrigée du rougissement. La relation 2.76 est établie sur des céphéides de notre Galaxie, pour lesquelles les distances ont été mesurées directement par la technique des parallaxes, ou indirectement en utilisant des modèles d’évolution stellaire. Du fait des problèmes d’extinction, et du domaine de

périodes restreint des céphéides galactiques disponibles, on a recours aux céphéides des Nuages de Magellan³ dont il faut déterminer la distance. Le point zéro α de la relation P-C-L des céphéides ainsi établie dépend alors du module de distance μ_{LMC} adopté pour le Grand Nuage de Magellan (LMC⁴). La calibration du point zéro de la relation P-C-L est souvent exprimée en terme de valeur équivalente du module de distance du LMC. Différentes estimations de μ_{LMC} sont proposées dans le tableau 2.2, qui illustrent la difficulté de calibrer l'échelle de distance des céphéides.

<i>Estimations du module de distance μ_{LMC}</i>			
No	μ_{LMC}	<i>méthode</i>	<i>référence</i>
1	18.50 ± 0.13	mesure temps de propagation du flash UV de SN 1987A	[Panagia et al., 1991]
2	$< 18.44 \pm 0.05$	SN1987A	[Gould et Uza, 1998]
3	18.70 ± 0.1	calibration (bande V) avec les céphéides galactiques de Hipparcos	[Feast et Catchpole, 1997]
4	18.50 ± 0.15	céphéides Hipparcos étude en BVIJHK	[Madore et Freedman, 1998]
5	18.60 ± 0.07	sous-naines du halo galactique mesurées par Hipparcos	[Gratton et al., 1997]
6	18.65	sous-naines Hipparcos	[Reid et al., 1997]
7 7	18.24 ± 0.14	étude statistique du champ de vitesse d'un amas	[Gould et Popowski, 1998]

TAB. 2.2 – *Quelques mesures du module de distance μ_{LMC} du Grand Nuage de Magellan (LMC), équivalentes à la calibration du point zéro de la relation P-C-L. Trois méthodes sont ici proposées: comparaison du temps de propagation du flash UV émis par SN 1987A (lors de l'effondrement gravitationnel de son coeur) jusqu'à l'anneau de gaz circulaire l'entourant au diamètre apparent de cet anneau mesuré sur les images du HST (1 & 2); utilisation directe des céphéides galactiques dont la distance est connue grâce aux mesures de parallaxe du satellite Hipparcos (3 & 4); utilisation des sous-naines galactiques de distances connues grâce à Hipparcos pour calibrer en luminosité absolue le diagramme H-R de certains amas, ce qui permet en retour de connaître la magnitude absolue de la branche horizontale, donc des RR-Lyrae qui s'y trouvent. La distance du LMC est mesurée avec les RR-Lyrae ainsi calibrées (5 & 6). Enfin, une dernière méthode est proposée en 7): l'étude statistique des mouvements propres mesurés par Hipparcos et des vitesses radiales des étoiles d'un amas pour en déduire sa distance, ce qui permet ensuite de calibrer les RR-Lyrae.*

Les céphéides ne permettent cependant pas d'atteindre le flot de Hubble. La limite actuelle de détection des céphéides avec le HST est d'environ 25 – 30 Mpc, ce qui correspond à une vitesse de récession de $\sim 1500 \text{ km s}^{-1}$ encore comparable à une

3. C'est sur les céphéides des Nuages que la relation P-C-L a été découverte en 1906 par Henrietta Leavitt.

4. Pour Large Magellanic Cloud.

valeur typique de la vitesse particulière de $\sim 600 \text{ km s}^{-1}$.

C'est pourquoi on se tourne vers des indicateurs de distance secondaires, avec lesquels il est possible de mesurer des distances dans le flot de Hubble. Cependant, ces indicateurs ne permettent de mesurer que des distances relatives. Il est donc nécessaire de les étalonner par rapport à l'échelle de distance absolue des céphéides. Pour cela, on mesure la distance d'une galaxie proche avec l'indicateur à étalonner, et avec les céphéides. La comparaison des deux distances permet d'aligner la distance donnée par l'indicateur secondaire sur l'échelle des distances absolues des céphéides.

Les indicateurs de distances secondaires les plus couramment utilisés sont indiqués ci-dessous ([Jacoby et al., 1992]):

- les supernovae de type Ia, car la luminosité qu'elles atteignent au maximum est pratiquement constante d'une supernova à une autre. Nous les examinerons en détail dans la section 2.3.2.
- la coupure caractéristique et abrupte à magnitude brillante de la fonction de luminosité des nébuleuses planétaires ou PNLF⁵ observées au sein d'une même galaxie. La luminosité d'une nébuleuse planétaire provient de la raie [O III] λ 5007 émise par l'enveloppe d'hydrogène éjectée par l'étoile centrale et ionisée par le rayonnement UV dur de cette dernière.
- la relation de Tully-Fischer (TF) (respectivement Faber-Jackson, ou $D_n - \sigma$ ⁶) entre la vitesse de rotation (resp. dispersion de vitesse) des galaxies spirales (resp. elliptiques) et leur luminosité. En effet, pour une galaxie spirale, la vitesse de rotation V en fonction de la distance R au centre de la galaxie est pratiquement constante, pourvu qu'on soit suffisamment éloigné du centre. Ceci implique (voir chapitre 3) que la masse M vérifie $M \propto V^2 R / G$. Si le rapport M/L et la brillance de surface L/R^2 sont supposés constants, alors la luminosité de la galaxie vérifie $L \propto V^4$. De même, si on modélise une galaxie elliptique par une sphère isotherme, la masse M contenue à l'intérieur d'un rayon R est reliée à la dispersion de vitesse σ par $M \propto R \sigma^2 / G$, ce qui conduit à une relation similaire.
- la mesure sur l'image de la galaxie de la fluctuation locale de brillance de surface ou SBF⁷ des galaxies elliptiques sur un secteur angulaire fixé. En effet, si \bar{N} est le nombre moyen de géantes rouges, de flux moyen \bar{f} , que recouvre 1 pixel de l'image de la galaxie et d la distance, alors $\bar{N} \propto d^2$ et $\bar{f} \propto d^{-2}$. Ainsi, le flux moyen d'un pixel (brillance de surface de la galaxie) égal à $\bar{N} \bar{f}$ ne dépend pas de d , mais la variance égale à $\bar{N} \bar{f}^2$ varie comme d^{-2} .

Notons que les céphéides sont des étoiles de la population I, donc appartenant aux galaxies spirales. Les indicateurs secondaires s'appliquant aux galaxies elliptiques ($D_n - \sigma$, SBF) sont donc calibrés sur des galaxies S0, des galaxies spirales dont

5. Pour Planetary Nebulosity Luminosity Function.

6. σ est la dispersion de vitesse observée dans la galaxie, et D_n le diamètre angulaire à l'intérieur duquel la brillance de surface moyenne est de 20.75 magnitude par arc-secondes carrées.

7. Pour Surface Brightness Fluctuation.

le bulbe présente de nombreux points communs avec les galaxies elliptiques, ou intercalibrés avec d'autres indicateurs secondaires (PNF).

La calibration des indicateurs de distances secondaires avec les céphéides a connu des progrès récents:

D'une part, grâce au *Hubble Key Project* ([Freedman et al., 1998]), qui a pour projet principal la calibration des indicateurs secondaires en mesurant la distance de galaxies "test" où il est possible à la fois d'observer des céphéides et d'utiliser les indicateurs secondaires. A ce jour, les distances d'une dizaine de galaxies ont ainsi été estimées à partir des céphéides mesurées par le satellite *Hubble*. La relation période-luminosité utilisée est celle de [Madore et Freedman, 1991], qui adoptent pour le LMC le module de distance $\mu = 18.5$ mesuré par [Panagia et al., 1991]. La métallicité de la galaxie pourrait modifier la relation période-luminosité des céphéides qu'elle abrite. La quantification de cet effet est encore controversée ([Beaulieu et al., 1997] et [Kennicutt et al., 1998]). En calibrant le point zéro de diagrammes de Hubble utilisant les indicateurs de distances secondaires comme T-F ou les supernovae de type Ia, le *Hubble Key Project* mesure une valeur moyenne de H_0 ([Freedman, 1997], l'erreur est statistique):

$$\textit{Hubble Key Project: } h = 0.73 \pm 0.06 \quad (2.77)$$

D'autre part, en utilisant les parallaxes de 25 céphéides galactiques mesurées par le satellite *Hipparcos* avec une précision $\sigma_\pi = 1.5$ milliarcsecondes, [Feast et Catchpole, 1997] (par la suite noté F&C) estiment que la relation période-luminosité des céphéides utilisée jusqu'ici pourrait sous-estimer les distances d'environ 10%. Les valeurs de la constante de Hubble qu'on en déduisait seraient en conséquence diminuées d'autant, ce qui abaisserait la valeur précédente à $h \sim 0.65$. Cependant, à partir des mêmes céphéides, [Madore et Freedman, 1998] déterminent une relation P-L compatible avec celle qu'ils utilisaient jusque là. Ce désaccord pourrait provenir des différences entre les corrections de rougissement et de métallicité adoptées.

$$\textit{Hubble Key Project + analyse de F\&C des données de Hipparcos: } h \sim 0.65 \quad (2.78)$$

★ Méthodes "physiques"

Pour déterminer H_0 , il est aussi possible d'utiliser un principe physique bien maîtrisé mettant en jeu des quantités de dépendance en H_0 différentes: ainsi, l'effet de lentille gravitationnelle ou l'effet Sunyaev-Zel'dovich. Cependant, cela implique de modéliser la lentille ou le nuage de gaz X utilisé, et il est nécessaire de moyennner les mesures ainsi faites sur plusieurs amas. De plus, si la physique en est bien comprise, ces méthodes ne disposent pas d'un échantillon très étendu d'objets auxquels on puisse les appliquer.

Lorsqu'une lentille gravitationnelle produit une image multiple d'un quasar, une variation lumineuse temporelle du quasar se traduit par une variation lumineuse de

chacune des images: à cause de la différence des chemins optiques empruntés, les variations lumineuses des images peuvent être décalées temporellement. Ainsi, pour deux images séparées d'un angle de $\delta\theta$ arc-secondes, le décalage temporel δt :

$$\delta t \sim \frac{1}{H_0} \delta\theta^2 \quad (2.79)$$

est d'environ 1 année pour une séparation angulaire $\delta \sim 1''$ ([Blandford et Kundić, 1996]). Les variations lumineuses des images multiples sont particulièrement difficiles à étudier, du fait de leur faible séparation, et de la présence de la lumière de la galaxie lentille. Sur le quasar double QSO 0957+561, un décalage temporel de $\Delta t = 417 \pm 3$ jours a été mesuré par [Kundić et al., 1997]. La modélisation du potentiel de la lentille est complexe, car la galaxie lentille est entourée par un amas. La masse de la galaxie a été estimée en mesurant sa dispersion de vitesse au télescope Keck et la distribution de masse de l'amas a été cartographiée à partir des distorsions (cisaillement) de la population de galaxies en arrière-plan ([Falco et al., 1997] et [Fischer et al., 1997]). La valeur de H_0 obtenue à partir du décalage temporel et de la modélisation de la lentille est de ([Blandford et Kundić, 1996]):

$$\text{QSO 0957 + 561 : } h \sim 0.6 - 0.7 \quad (2.80)$$

[Schechter et al., 1997] ont utilisé la quadruple image (A_1 , A_2 , B et C) du quasar PG 1115+080. L'image C a une avance de 9.4 jours sur les images A_1 et A_2 , et une avance de 23.7 jours sur l'image B . La valeur de H_0 ainsi déterminée varie de $42 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ à $84 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ selon le modèle adopté pour le potentiel de la lentille.

$$\text{PG 1115 + 080 : } h \sim 0.4 - 0.8 \quad (2.81)$$

L'effet Sunyaev-Zel'dovich permet lui aussi d'estimer la valeur de H_0 : la diffusion Compton-inverse des photons du rayonnement cosmique de fond (CMB⁸) sur les électrons du gaz chaud X d'un amas distord le spectre du CMB ($\Delta T/T \sim 10^{-3}$). Si L est la profondeur du nuage et $\overline{n_e T_e}$ la moyenne sur la ligne de visée⁹ du produit de la densité des électrons du gaz chaud par leur température, la distorsion mesurée est de ([Birkinshaw et al., 1991]):

$$\Delta T_{\text{S.Z.}} \propto \overline{n_e T_e} L \quad (2.82)$$

D'autre part, S_X , la luminosité X du gaz intégrée sur tout le volume de l'amas, s'écrit:

$$S_X \propto L \delta^2 \frac{\overline{n_e n_p T_e^{\frac{1}{2}}}}{(1+z)^4} \quad (2.83)$$

où δ est le diamètre angulaire apparent du nuage et $n_p \sim n_e$ la densité de protons. La moyenne est cette fois effectuée sur tout le volume de l'amas. On peut

8. Pour Cosmic Microwave Background.

9. La ligne de visée est la ligne géodésique joignant l'observateur à la source.

donc déduire de la comparaison de ces deux mesures la profondeur L du nuage. En supposant l'amas sphérique, il est possible de relier L à son diamètre D , que l'on peut en retour comparer au diamètre angulaire apparent δ du nuage pour en déduire la distance angulaire du nuage, $d_A = D/\delta$. La distance angulaire et le décalage vers le rouge du nuage permettent d'obtenir la constante de Hubble (équation 2.12). Les radio-télescopes interférométriques mesurent l'effet S.Z. jusqu'à des décalages vers le rouge $z \sim 1$. Les télescopes spatiaux X, comme ASCA, permettent la détermination par spectroscopie de la température du gaz d'électrons, et la cartographie de la brillance de surface X . Les mesures actuelles s'échelonnent entre $H_0 = 30 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ et $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ avec des barres d'erreurs de l'ordre de $20 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ([Hughes, 1997]):

$$\text{Effet Sunyaev-Zel'dovich: } h \sim 0.3 - 0.7(\pm 0.2) \quad (2.84)$$

Les valeurs obtenues dépendent de la modélisation de l'amas: si l'amas est un ellipsoïde dont le grand axe coïncide avec la ligne de visée, la valeur de H_0 obtenue est sous estimée. Notons que cette situation maximise l'effet S.Z. observé. D'autre part, si la distribution du gaz dans l'amas est en agrégat, alors la valeur calculée de H_0 est surestimée.

Les supernovae de type Ia et de type II-plateau fournissent elles aussi plusieurs moyens de mesurer la constante de Hubble, que nous présenterons au cours de ce chapitre dans les sections 2.2 et 2.3.

- **Mesure de l'âge de l'Univers t_0**

La connaissance de la constante de Hubble et de l'âge de l'Univers permet d'estimer la valeur de $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$ (figure 2.1). La précision sur ces deux quantités n'est pas encore suffisante pour conduire à une mesure des paramètres de densité, mais la compatibilité des valeurs de $t_0, H_0, \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}$ peut néanmoins être examinée.

Les trois techniques de détermination de l'âge de l'Univers (en fait une borne inférieure) sont: la mesure de l'âge des plus vieilles étoiles (dans les amas globulaires); l'étude du refroidissement des naines blanches (dans le disque Galactique); la datation radioactive (nucléo-cosmochronologie).

Les amas globulaires sont les plus vieux objets de notre Galaxie pouvant être datés. Les modèles d'évolution stellaire prédisent l'évolution temporelle dans le diagramme magnitude - couleur (diagramme de Hertzsprung-Russell, ou H-R, voir la figure 2.5) d'une étoile de masse et de métallicité fixée. Les quelques dizaines de millions d'étoiles d'un amas ont a priori le même âge, la même composition chimique, mais des masses différentes. La comparaison de leur diagramme H-R avec les isochrones prédites par les modèles permet de déterminer l'âge de l'amas. L'indicateur d'âge utilisé est la magnitude *absolue* du "coude" de la séquence principale (figure 2.5). Plus l'amas est jeune, plus les étoiles du coude sont lumineuses, car la séquence principale se dégarnit au fur et à mesure que les étoiles vieillissent: les étoiles les plus massives (donc les plus lumineuses) quittent la séquence principale en premier. La détermination de la magnitude absolue nécessite donc la connaissance de la *distance* de l'amas. Elle est obtenue en comparant par exemple la magnitude des étoiles sous-naines de la séquence principale de l'amas à celle d'étoiles

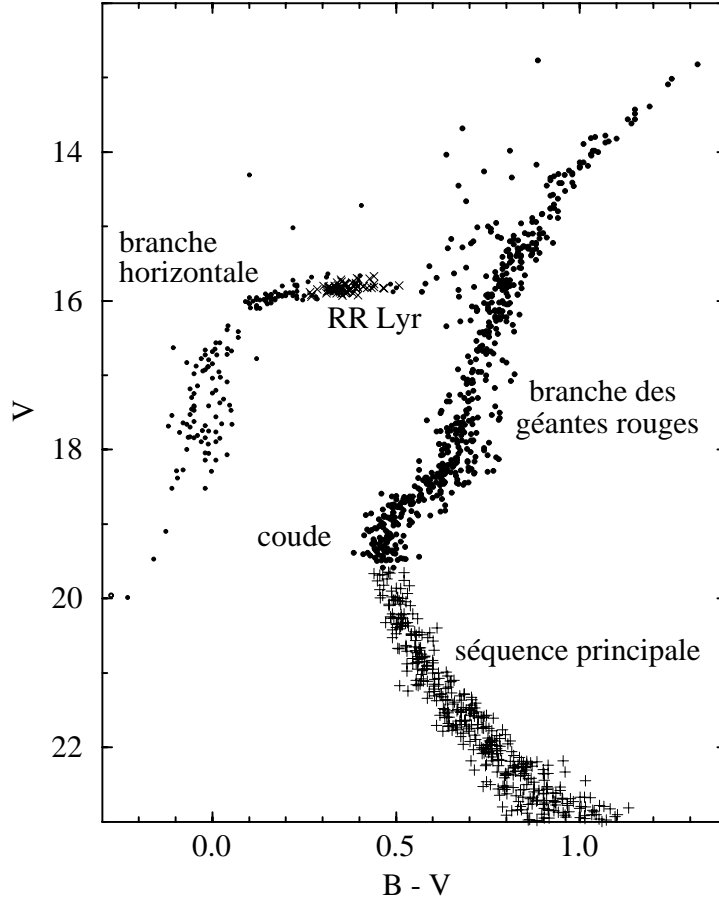


FIG. 2.5 – Diagramme magnitude apparente (V) - couleur ($B - V$) de l'amas globulaire M15. Les étoiles de faible luminosité sont situées en bas du diagramme (naines), les étoiles brillantes en haut, les étoiles rouges (froides) à droite, les étoiles bleues (chaudes) à gauche. Après leur naissance, les étoiles passent 90% de leur vie sur la séquence principale où elles brûlent l'hydrogène de leur cœur en hélium. Plus les étoiles sont massives, plus elles sont brillantes, donc situées sur la partie "haute" de la séquence principale dans le diagramme. L'hydrogène du cœur étant épuisé, au bout d'une période d'autant plus courte que l'étoile est massive, l'étoile quitte la séquence principale. La fusion de l'hydrogène dans les couches périphériques de l'étoile en provoque l'expansion, et cette augmentation de rayon diminue la température de l'étoile, qui se déplace maintenant sur la branche des géantes rouges. Lorsque le cœur d'hélium devient suffisamment dense, la fusion de l'hélium en carbone est amorcée, l'étoile est sur la branche horizontale. A ce stade, certaines étoiles deviennent instables et pulsent (étoiles RR Lyrae). Les étoiles suffisamment massives ($M > 8 M_{\odot}$) poursuivent la fusion du carbone mais les autres éjectent leur enveloppe, puis se contractent gravitationnellement et deviennent des naines blanches qui se refroidissent petit à petit. ([Durrell et al., 1993], tiré de [Chaboyer, 1996])

proches du même type et de faible métallicité dont on connaît la distance par parallaxe. Il est aussi possible de confronter la magnitude apparente de la branche horizontale du diagramme H-R de l'amas à la magnitude absolue $M_V(RR)$ des étoiles RR-Lyrae qui lui appartiennent, pour lesquelles il existe une relation magnitude absolue - métallicité.

Cette technique conduit à une mesure de l'âge des amas globulaires les plus vieux de ([Chaboyer, 1996]):

$$(t_0 >) t_{\text{amasglobulaires}} \sim 15 - 16 \text{ Gyr} \quad (2.85)$$

à laquelle il faut ajouter le temps écoulé depuis le big bang jusqu'à la formation de l'amas: $\Delta t \sim 0.5 - 2 \text{ Gyr}$. L'incertitude sur cette mesure provient non seulement des modèles d'évolution stellaire mais aussi de la mesure de la distance des amas.

Ainsi, en utilisant entre autres la mesure par le satellite *Hipparcos* des parallaxes de 10 étoiles sous-naines de faible métallicité, ainsi que de nombreuses hypothèses astrophysiques et statistiques, [Chaboyer et al., 1998] concluent que les distances des amas globulaires auraient été sous-estimées: la luminosité absolue du "coude" de la séquence principale serait donc plus importante, et les amas plus jeunes qu'on ne le pensait. [Chaboyer et al., 1998] déterminent alors sur 17 amas globulaires un âge moyen de:

$$(t_0 >) t_{\text{amasglobulaires}} \sim 10 - 13 \text{ Gyr} \quad ([\text{Chaboyer et al., 1998}], \text{ données } \textit{Hipparcos}) \quad (2.86)$$

La modélisation du refroidissement des naines blanches, confrontée à l'observation des naines blanches du voisinage solaire permet d'estimer l'âge du disque Galactique. L'observation d'une valeur minimale pour la luminosité des naines blanches du disque semble indiquer qu'elles n'ont pas eu le temps de refroidir en dessous d'une certaine température. A partir d'un catalogue de 50 naines blanches, [Oswalt et al., 1995] ont ainsi déterminé un âge minimum pour le disque Galactique de $\sim 10 \text{ Gyr}$. Pour obtenir l'âge de l'Univers, il faut ajouter le temps nécessaire à la formation de la Galaxie et au début de la formation des étoiles, soit $\sim 1 - 6 \text{ Gyr}$, ainsi que le temps écoulé entre le big-bang et la formation de la Galaxie, soit $\sim 1 \text{ Gyr}$. L'âge de l'Univers appartient donc à l'intervalle:

$$\text{refroidissement des naines blanches : } t_0 \sim 11.5 - 17 \text{ Gyr} \quad (2.87)$$

Notons que la magnitude absolue et la couleur de la naine blanche la plus faible ayant été observée, *ESO 439 - 26*, sont compatibles avec un âge de 10 Gyr ([Chabrier, 1998]).

L'abondance du Thorium ^{232}Th (de demi-vie égale à $\sim 14 \text{ Gyr}$) par rapport à celle d'un élément stable, est un chronomètre fort utile pour le calcul de l'âge de la Galaxie. Le Thorium, ainsi que les autres éléments r , serait produit par processus rapide, vraisemblablement lors de l'explosion des étoiles massives en supernovae de type II. L'explosion d'une supernova de type II conduit généralement à une même abondance de Thorium initiale relative à celle d'un autre élément r stable. Cette abondance diminue ensuite du fait de la décroissance radioactive du Thorium (jusqu'au plomb ^{208}Pb). La mesure de cette abondance dans une étoile permet donc de dater la dernière supernova de type II ayant explosé dans le voisinage avant sa formation. Les abondances solaires — ou la théorie — permettent de prédire la valeur de l'abondance relative initiale (en tenant compte de l'âge du soleil, 4.6 Gyr). Elle est ensuite comparée à l'abondance mesurée dans des étoiles de faible métallicité. [Cowan et al., 1997] ont mis en évidence dans l'étoile de très

faible métallicité $CS22892 - 052$ une abondance du Thorium différant d'un facteur ~ 2 de l'abondance primordiale prédite par la théorie ou les mesures solaires, qui conduit à une estimation de l'âge de cette étoile:

$$(t_0 \geq) t_{CS22892-052} \sim 11.5 - 19 \text{ Gyr} \quad (2.88)$$

Le temps de Hubble H_0^{-1} est égal à $H_0^{-1} \sim 10h^{-1} \text{ Gyr}$. Les estimations présentées ici conduisent donc à la borne inférieure suivante sur l'âge de l'Univers multiplié par la constante de Hubble :

$$H_0 t_0 \gtrsim 1. - 2. h \quad (2.89)$$

Sur la figure 2.1 sont portées les isochrones $H_0 t_0 = \text{cste}$. La valeur du produit $H_0 t_0$ étant fixée, une borne inférieure $t_{\text{inf.Gyr}}$ sur l'âge de l'Univers conduit donc à une borne supérieure sur la constante de Hubble de $h < 10(H_0 t_0)/t_{\text{inf.Gyr}}$. Si $\Omega_{M0} = 1$ et $\Omega_{\Lambda0} = 0$, alors $H_0 t_0 = 2/3$: seule l'estimation minimale de l'âge de l'Univers est compatible avec les valeur de H_0 actuellement mesurées, et impose la condition $H_0 \lesssim 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Par contre, si $\Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} = 1$, et $\Omega_{\Lambda0} > 0$, on peut réconcilier un univers jeune avec une constante de Hubble élevée.

Les diverses contraintes sur $(\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0})$ sont indiquées sur la figure 2.6. Nous nous attacherons maintenant aux mesures des paramètres cosmologiques effectuées à l'aide des supernovae.

2.2 SNII et cosmologie

La luminosité des supernovae de type II varie trop d'une supernova de type II à une autre pour qu'elles soient de bonnes chandelles standard. Cependant, les types II-plateau, dont la phase photosphérique est suffisamment longue (2-6 mois) peuvent être utilisées comme "mètre étalon" pour mesurer les distances.

La technique utilisée porte le nom de "Méthode de la Photosphère en Expansion" ou EPM (pour Expanding Photosphere Method).

2.2.1 La méthode EPM

Cette méthode est similaire à la méthode de Baade et Wesselink ([Baade, 1926], [Wesselink, 1946]) pour estimer le rayon des étoiles variables.

- **Principe**

On modélise le flux émis par la supernova par celui d'un corps noir de température T et d'émissivité $B(T) = \sigma_{\text{Stefan}} T^4$. Le flux mesuré de la supernova est donc égal à:

$$\mathcal{F} = \frac{r^2}{d_A^2(z)} B(T) \quad (2.90)$$

où r est le rayon de la photosphère et d_A la distance angulaire. La température T peut être déduite de la couleur observée de la supernova. Le rayon r de la photosphère est relié

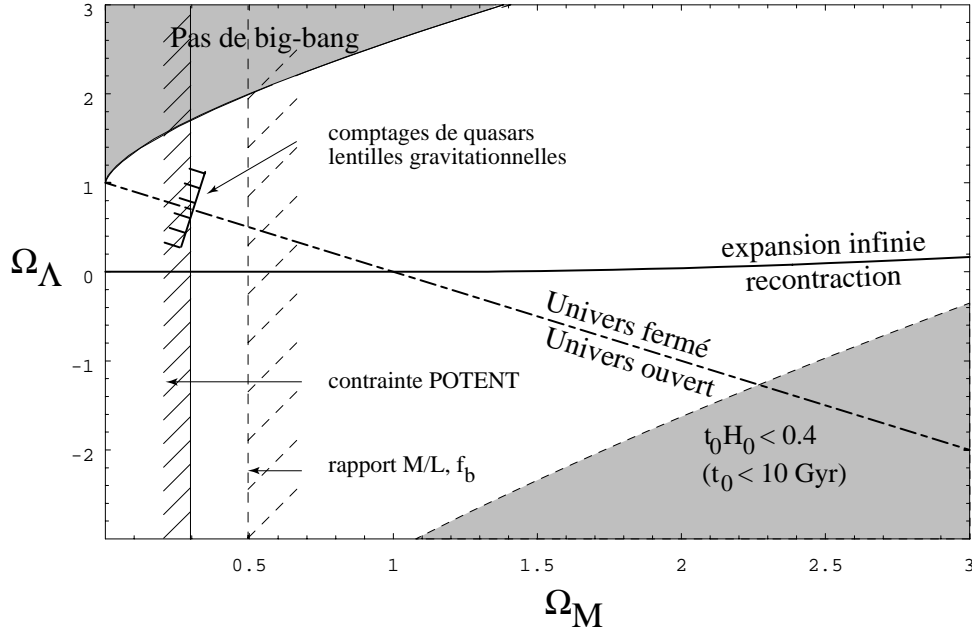


FIG. 2.6 – Diagramme $\Omega_{\Lambda 0}$ - $\Omega_{M 0}$ décrit en figure 2.1 sur lequel on a porté les contraintes sur les mesures actuelles des paramètres $\Omega_{M 0}$, $\Omega_{\Lambda 0}$, t_0 , H_0 . Les hachures en trait tireté indiquent le domaine que les mesures du rapport M/L (qui conduisent à $\Omega_{M 0} \sim 0.1 - 0.5$) semblent exclure. Les hachures en trait plein montre le domaine exclu par POTENT, qui propose $\Omega_{M 0} \gtrsim 0.3$, si $b \gtrsim 0.75$. La zone grisée en bas à droite du diagramme est exclue du fait de la limite $t_0 \gtrsim 10$ Gyr sur l'âge de l'Univers, en supposant $H_0 \gtrsim 40 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. En haut à gauche, la zone grisée est exclue par l'existence d'objets à décalage vers le rouge élevé ($z = 5.34$). Enfin, les deux segments orthogonaux à la droite $\Omega_{M 0} + \Omega_{\Lambda 0} = 1$ indiquent les limites sur $\Omega_{\Lambda 0}$ obtenues par les études de l'effet de lentille gravitationnelle, dans le cadre desquelles il a été supposé $\Omega_{M 0} + \Omega_{\Lambda 0} = 1$.

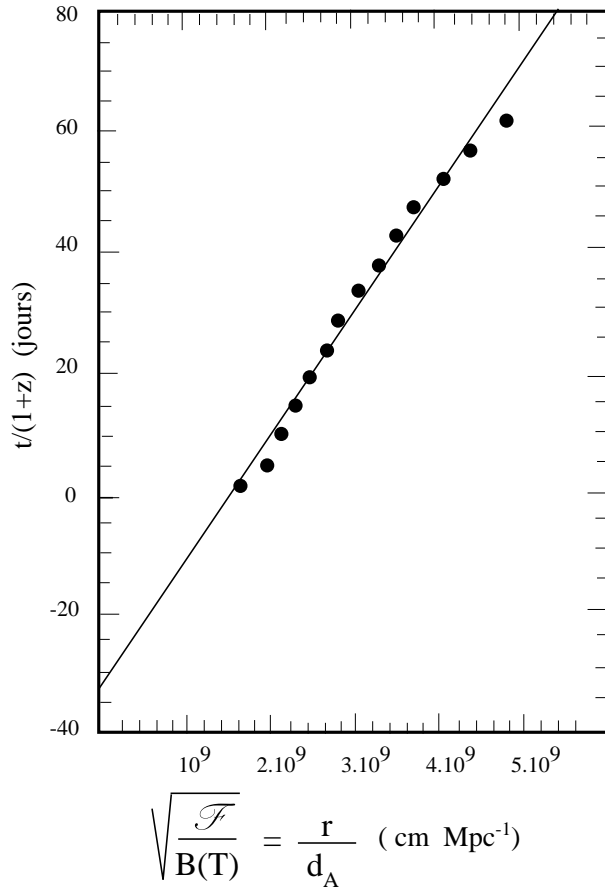


FIG. 2.7 – Ajustement de la relation linéaire 2.93 pour la supernova SN 1992am. La droite obtenue est une justification de la technique EPM. (d'après [Schmidt et al., 1994])

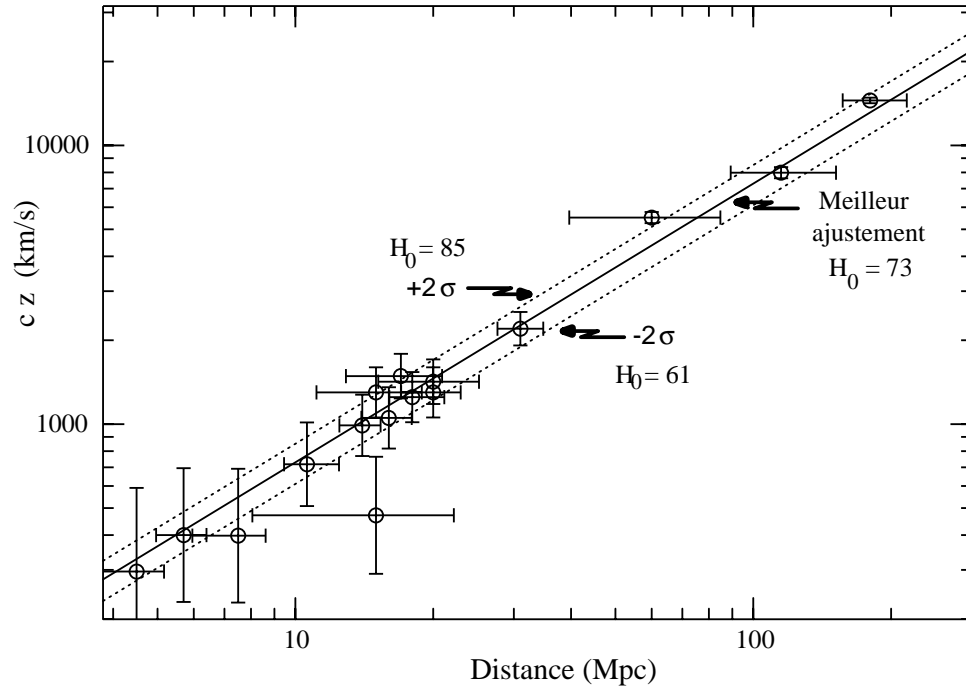


FIG. 2.8 – Diagramme de Hubble obtenu en appliquant l'EPM à 16 supernovae. Les barres d'erreurs indiquent la limite à 95% de confiance. La droite en trait plein est celle du meilleur ajustement ($H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), et les deux droites en pointillés indiquent la limite à $\pm 2\sigma$. ([Schmidt et al., 1994])

au temps $t - t_{\text{explosion}}$ écoulé depuis l'explosion par:

$$r = v \times (t - t_{\text{explosion}}) + r_0 \quad (2.91)$$

où v est la vitesse de la photosphère, a priori différente de la vitesse du matériel situé à la photosphère. En effet, le matériel est en expansion à une vitesse v_{exp} . Dans le système de coordonnées où on repère la position de la photosphère par la masse m de matériel qu'elle contient, la photosphère est en récession, i.e. m diminue avec le temps. En négligeant cette vitesse devant v_{exp} , on considère que $v \sim v_{\text{exp}}$. La vitesse v_{exp} est mesurée sur les raies spectrales dont le profil de type P-Cygni caractérise les photosphères en expansion. Le rayon r de la photosphère est donc relié au temps $t - t_{\text{explosion}}$ écoulé depuis l'explosion par:

$$r = v_{\text{exp}} \times (t - t_{\text{explosion}}) + r_0 \sim v_{\text{exp}} \times (t - t_{\text{explosion}}) \quad (2.92)$$

On néglige le diamètre avant explosion ($r_0 \sim 10^{13}$ cm) devant le diamètre après l'explosion ($r \sim 10^{15}$ cm au moment de la luminosité maximum, 20 jours après l'explosion) soit:

$$t = d_A(z) \times \sqrt{\frac{\mathcal{F}}{B(T)}} \times \frac{1}{v_{\text{exp}}} + t_{\text{explosion}} \quad (2.93)$$

Notons que t est ici mesuré dans le référentiel de la supernova, et diffère d'un facteur $(1 + z)$ du temps mesuré par l'observateur.

L'équation 2.93 ne contient plus que des observables: la mesure à plusieurs dates t du flux \mathcal{F} , de la température T et de la vitesse d'expansion v_{exp} permet d'en déduire la distance angulaire $d_A(z)$ de la supernova. Il ne reste plus qu'à la porter dans un diagramme de Hubble $\mu_A - z$.

• Un corps noir dilué

En réalité, le flux de la supernova n'est pas un spectre de Planck. Il peut cependant être modélisé par un corps noir dilué.

Pour une atmosphère dominée par l'absorption continue κ_ν ¹⁰, en équilibre thermodynamique local (LTE¹¹), en équilibre radiatif et dans l'approximation d'Eddington, le flux émergent est celui d'un corps noir $B(T)$ où T est la température à la profondeur l correspondant à la profondeur optique $\tau = \kappa_R l = \frac{2}{3}$.

Or, dans l'enveloppe de la supernova de type II, l'opacité est dominée par la diffusion Thomson des photons sur les électrons libres et non par l'absorption due à la photoionisation de l'hydrogène et au bremsstrahlung inverse.

Lorsque l'opacité provient majoritairement de la diffusion $\tilde{\sigma}_\nu$ ¹², la situation qui prévalait pour une opacité due à l'absorption est modifiée.

D'une part, la thermalisation, qui est liée à l'absorption, s'effectue à une profondeur optique plus importante. La température T du corps noir est donc la température à la profondeur (optique) de thermalisation τ_{therm} . ([Mihalas, 1970]):

$$\tau_{\text{therm.}} \sim 1/\sqrt{3\lambda_\nu} \quad (2.94)$$

10. Nous prenons la définition où κ est en cm^{-1} .

11. Pour Local Thermodynamic Equilibrium

12. Si σ_ν est la section efficace de diffusion et n le nombre de cibles par unité de volume, $\tilde{\sigma}_\nu = n\sigma_\nu$, toujours en cm^{-1} .

où $\lambda_\nu \ll 1$ mesure la probabilité qu'a un photon d'être absorbé plutôt que diffusé:

$$\lambda_\nu = \frac{\kappa_\nu}{\kappa_\nu + \tilde{\sigma}_\nu} \ll 1 \quad (2.95)$$

D'autre part, le flux émergeant est plus faible que celui donné par le corps noir approximant le spectre:

$$\mathcal{F} = \zeta^2 \frac{r^2}{d_A^2(z)} B(T) \quad (2.96)$$

ζ est appelé *facteur de dilution*. Si on omet de tenir compte de $\zeta \lesssim 1$, la distance calculée est une sous-estimation de la distance réelle d'un facteur ζ . Un calcul simplifié ([Mihalas, 1970]) permet d'estimer ζ à:

$$\zeta \sim \sqrt{3} \frac{\sqrt{\lambda_\nu}}{1 + \sqrt{\lambda_\nu}} \quad (2.97)$$

$$\sim \frac{1}{\tau_{\text{therm.}}} \quad (2.98)$$

Ainsi, quand $\lambda_\nu \ll 1$, le flux est bien inférieur à celui d'un corps noir.

La connaissance du facteur de dilution ζ est cruciale pour la détermination de la distance, et le calcul précis de ζ est extrêmement compliqué. [Eastman et al., 1996] ont montré que ζ dépend essentiellement de la température au cours de la phase plateau de la supernova. En particulier, la poussière (qui gêne considérablement l'utilisation des chandelles standard) n'a pas un effet très important: elle diminue la quantité de lumière reçue (\mathcal{F} est donc sous-estimé), mais rougit aussi le spectre, c'est-à-dire que la photosphère nous apparaît plus froide, donc intrinsèquement moins lumineuse ($B(T)$ est alors aussi sous-estimé).

Remarquons que cette méthode s'appuie sur une description sphérique des supernovae de type II-plateau: les mesures de polarimétrie sur SN 1987A montrent pourtant que ce n'est pas toujours le cas. Cependant, si on utilise un lot de supernovae suffisamment conséquent, on peut espérer que l'orientation par rapport à la ligne de visée se moyenne.

2.2.2 Mesure de H_0

La méthode de l'EPM nécessite des observations précises de la supernova, afin d'en permettre la modélisation. Or, les supernovae de type II sont bien moins brillantes que les supernovae de type Ia: il est donc difficile d'atteindre le flot de Hubble. Lors de la construction du diagramme de Hubble par la méthode EPM, il sera nécessaire de corriger des vitesses particulières.

La méthode de l'EPM est validée par le fait que la relation 2.93 est effectivement linéaire: elle a été vérifiée sur la célèbre supernova de type II-plateau SN 1987A, ainsi que sur d'autres (figure 2.7). [Schmidt et al., 1994] indiquent que les distances EPM et celles données par la relation de Tully-Fisher sont extrêmement corrélées, bien que les distances EPM soient systématiquement supérieures de 10%. Le diagramme de Hubble de 16 supernovae de type II construit par [Schmidt et al., 1994] est présenté en figure

2.8. L'erreur sur la vitesse de récession de chaque galaxie est prise égale à 300 km s^{-1} . La valeur de H_0 qu'on en déduit est de:

$$H_0 = 73 \pm 6 \text{ (statistique)} \pm 7 \text{ (systématique)} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (2.99)$$

2.3 SNIa et cosmologie: des chandelles standard?

Les supernovae de type Ia ont été reconnues comme chandelles standard depuis plus d'un demi-siècle: [Baade, 1938] estimait leur dispersion à $\sigma_{M_B} \simeq 1.1 \text{ mag}$. Notons que la précision sur la magnitude absolue d'une chandelle standard conditionne directement celle de la distance qu'elle permet de mesurer:

$$\mu = m - M = -5 \log H_0 + 5 \log (cz\mathcal{D}(z; \Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}))$$

la précision sur μ est donc la combinaison de la précision sur la magnitude apparente m et de la précision sur M .

La séparation des supernovae de type Ia des autres types (sur l'absence d'hydrogène dans leur spectre, et la présence d'une raie profonde en absorption vers 6150 \AA due au silicium) a réduit cette dispersion à $\sigma_{M_B} \simeq 0.5$. Si cette dispersion était satisfaisante il y a 50 ans pour un indicateur de distance extra-galactique, la précision requise actuellement se situe vers 10%.

Plusieurs techniques d'inter-calibration ont été développées pour sélectionner des sous-ensembles de supernovae qualifiées de "normales" ou déterminer des lois de corrections de leur magnitude en fonction d'une autre observable, afin de réduire la dispersion sur la magnitude absolue au maximum des supernovae de type Ia: les supernovae de type Ia sont donc devenues des chandelles *standardisables*. Elles sont de ce fait utilisables dans un diagramme de Hubble $m_B - z$ ou $m_V - z$.

Pour déterminer H_0 , la calibration de la magnitude absolue dans la bande B ou V est nécessaire. Selon la méthode utilisée (calibration avec des céphéides ou modélisation physique) et la technique d'inter-calibration des supernovae adoptée, les résultats sur la valeur de H_0 diffèrent de 20%.

Enfin, les supernovae sont maintenant détectables et mesurables à $z \sim 1$, leur diagramme de Hubble peut donc être utilisé pour estimer les paramètres cosmologiques ($\Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}$).

2.3.1 Des chandelles standardisables?

Une première méthode consiste à *sélectionner* les supernovae sur un critère indépendant de la distance concernant leur couleur ou leur spectre.

La mise en évidence de *corrélations* entre la magnitude absolue d'une supernova et des observables indépendantes de la distance, les DIO¹³, comme la vitesse de décroissance de la courbe de lumière, ou le rapport des intensités de raies spectrales, a conduit à proposer des relations d'inter-calibration analogues dans leur principe à la relation période¹⁴ - luminosité des céphéides.

13. Pour Distant Independant Observable

14. Qui est une DIO!

Cette deuxième méthode tend à supplanter la première, notamment dans la construction du diagramme de Hubble $m - z$ à grands z pour la détermination de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$.

Pour étudier la réduction de la dispersion de la magnitude absolue des supernovae de type Ia, on peut s'intéresser à la magnitude absolue M ou à la magnitude absolue réduite $\mathcal{M} = M - 5 \log H_0$. Si les distances sont déterminées par le décalage vers le rouge z , c'est la dispersion de $\mathcal{M} \sim m - 5 \log(cz)$ qui est étudiée. Si on dispose des distances $\mu_{\text{relatif}} = \mu + C$ mesurées par TF, SBF, ... c'est la dispersion de $M = m - \mu_{\text{relatif}}$ qui est étudiée.

Pour les supernovae très proches ($z \lesssim 0.02$), la vitesse de récession est trop perturbée par la vitesse particulière, il est donc préférable, si on le peut, d'utiliser un autre indicateur de distance. Par contre, dans le flot de Hubble, la très bonne précision de la mesure du décalage vers le rouge doit conduire à préférer l'étude de \mathcal{M} plutôt que celle de M .

● **Sélection sur la couleur et le spectre**

Une première méthode proposée par [Vaughan et al., 1995] s'appuie sur l'histogramme en magnitude absolue des supernovae de type Ia qui présente un pic prononcé. La sélection des supernovae de type Ia dans ce pic, encore appelées *ridgeline supernovae*, permet de réduire la dispersion de leur magnitudes absolue à :

$$\begin{aligned} \text{ridge-line} & & (2.100) \\ \sigma_B & \sim 0.3 \text{ mag.} \\ \sigma_V & \sim 0.4 \text{ mag.} \end{aligned}$$

Les supernovae de l'échantillon utilisé éliminées par la coupure "ridge-line" avaient une couleur $B - V$ rouge ou avaient des spectres anormaux. C'est pourquoi [Vaughan et al., 1995] proposent de remplacer cette coupure par une sélection sur la "normalité" du spectre de la supernova et/ou une coupure sur la couleur.

[Branch et al., 1993] proposent une classification spectroscopique des supernovae de type Ia en "(Branch-)normales" et "anormales". Les supernovae normales présentent à l'époque du maximum une large raie d'absorption vers 6150 Å, due à Si II, et vers 3750 Å, due à Ca II, auxquelles s'ajoutent d'autres raies d'absorption vers 4000 Å (Si II, Co II), 4300 Å (Mg II, Fe II), 4900 Å (Si II, S II), 5300 et 5500 Å (S II), 5700 Å (Si II), 7500 Å (O I, Mg II) et 8200 Å (Ca II). Les supernovae anormales sont celles dont les raies au maximum n'ont pas la même intensité (profondeur intégrée sur la raie) que les supernovae normales comme SN 1981B et SN 1989B. [Branch et al., 1993] demandent aussi que le spectre trois semaines après le maximum soit similaire à celui de SN 1981B ou SN 1989B. Les spectres au maximum de trois supernovae anormales SN 1986G, SN 1991T et SN 1991bg sont comparés à ceux des deux supernovae normales "prototypes" en figure 2.9.

En sélectionnant les supernovae dont le spectre vérifie les critères de [Branch et al., 1993] et en appliquant une coupure en couleur $|B - V| \leq 0.25$, [Vaughan et al., 1995] réduisent la dispersion à :

$$\text{Branch-normales et } |B - V| \leq 0.25 \quad (2.101)$$

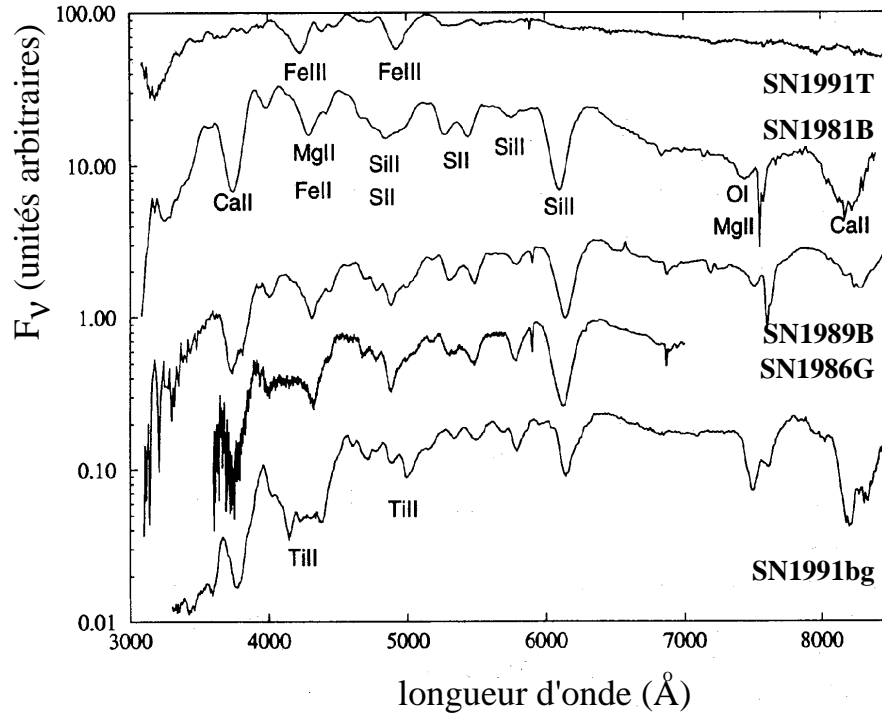


FIG. 2.9 – Comparaison des spectres au maximum de SN 1981B ou SN 1989B (supernovae normales) et de SN 1991T et SN 1991bg (supernovae anormales). Pour SN 1991T, qui ne présente pas en particulier la raie typique vers 6150 Å dûe à Si II, une température de photosphère trop élevée aurait causé une surproduction des éléments du pic du Fer, au détriment du Si II, S ou Ca II. Pour SN 1991bg, une température de photosphère trop basse a favorisé le développement des raies du Ti II (au lieu de Ti III), qui ont “effacé” le spectre entre 4150 et 4500 Å. SN 1986G présente des particularités similaires à celles de SN 1991bg, mais moins prononcées. (adapté de [Branch et al., 1993])

$$\sigma_B \sim 0.3 \text{ mag.}$$

$$\sigma_V \sim 0.3 \text{ mag.}$$

En tenant compte de l'incertitude de mesure, [Vaughan et al., 1995] concluent que la dispersion intrinsèque des supernovae ainsi sélectionnées est inférieure à 0.2 magnitudes. La magnitude absolue moyenne au maximum de ces supernovae est alors:

$$\begin{aligned} & \text{ridge-line} && (2.102) \\ & M_B = -18.29 + 5 \log h \\ & M_V = -18.28 + 5 \log h \\ & \text{Branch-normales et } |B - V| \leq 0.25 \\ & M_B = -18.19 + 5 \log h \\ & M_V = -18.24 + 5 \log h \end{aligned}$$

- **Paramétrisation de la courbe de lumière**

Une autre approche du problème consiste à étudier les corrélations entre la forme de la courbe de lumière ou du spectre et la luminosité au maximum. Ces relations permettent d'attribuer à chaque supernova sa magnitude absolue propre. Elles ne réduisent donc pas la dispersion de la distribution des magnitudes absolues M des supernovae de type Ia. Par contre, le module de distance de chaque supernova, $\mu(z) = m - M$, est déterminé avec plus de précision, ce qui est le but recherché. Par abus de langage, on continue à parler de la dispersion de M .

Nous présenterons ici les différentes relations proposées entre la luminosité au maximum et d'autres observables indépendantes de la distance.

1. *Luminosité au maximum et vitesse de décroissance de la courbe de lumière (decline rate Δm_{15})*

[Pskovskii, 1977] suggéra le premier l'existence d'une corrélation entre la vitesse de décroissance de la courbe de lumière B d'une supernova de type Ia et sa luminosité maximum, indiquant que les supernova "rapides" étaient les moins lumineuses. Cependant, la faible précision des mesures laissait la place au doute. [Phillips, 1993] mit en évidence l'existence de cette corrélation sur 9 supernovae proches dont les distances avaient été mesurées par les méthodes de Tully-Fischer (TF) et de la fluctuation de brillance de surface (SBF). Il proposa les relations entre la vitesse de décroissance de la courbe de lumière en B:

$$\Delta m_{15} = m_B(t_{\max}) - m_B(t_{\max} + 15 \text{ jours}) \quad (2.103)$$

($\Delta m_{15} \sim 1 \text{ mag}$) et les magnitudes au maximum en B, V et I:

$$M_B(\max) = -19.02 + 2.7(\Delta m_{15} - 1.) \quad (2.104)$$

$$\begin{aligned}
M_V(\text{max}) &= -18.93 + 1.9(\Delta m_{15} - 1.) \\
M_I(\text{max}) &= -18.51 + 1.1(\Delta m_{15} - 1.)
\end{aligned}$$

L'erreur est d'environ 0.4 magnitude sur la constante et 0.3 magnitude sur le coefficient multiplicatif. [Hamuy et al., 1995] mirent de plus en évidence une corrélation entre la vitesse de décroissance de la courbe de lumière et la couleur de la supernova. [Hamuy et al., 1996a] ont recommencé cette étude avec les 29 supernovae de type Ia découvertes et mesurées par le projet *The Calan-Tololo Supernovae Search*, plus "lointaines": leur décalage vers le rouge est situé entre 0.01 et 0.1. [Hamuy et al., 1996a] ont confirmé cette corrélation (figure 2.10), mais la pente de la relation mesurée est plus faible:

$$M_B(\text{max}) = -18.32 + 5 \log h + 0.78(\Delta m_{15} - 1.1) \quad (2.105)$$

$$M_V(\text{max}) = -18.33 + 5 \log h + 0.71(\Delta m_{15} - 1.1)$$

$$M_I(\text{max}) = -17.96 + 5 \log h + 0.57(\Delta m_{15} - 1.1) \quad (2.106)$$

H_0 intervient de nouveau dans les formules, puisque les distances des supernovae de type Ia du Calan-Tololo sont connues par leur décalage vers le rouge.

En appliquant la coupure en magnitude $B-V \leq 0.2$ et la relation 2.106, [Hamuy et al., 1996b] réduisent la dispersion sur $\mu = m - M$ à :

$$\sigma \sim 0.2 \text{ mag.}$$

Le diagramme de Hubble obtenu avec les 26 supernovae satisfaisant la coupure en couleur $B - V \leq 0.2$ sans correction et avec correction par la relation 2.106 est présenté en figure 2.11.

Le groupe de recherche de supernovae lointaines *The Supernovae Cosmology Project* a adopté une démarche équivalente pour la paramétrisation des courbes de lumière, qui consiste à dilater le patron de courbe de lumière $M(t)$ en $M(t/s)$, s étant le facteur de dilatation (*stretch factor*). Les paramètres s et Δm_{15} se correspondent par la relation ([Perlmutter et al., 1997]):

$$\Delta m_{15} = 1.7 \times \frac{1}{s} - 0.6 \quad (2.107)$$

La correction en magnitude adoptée est de:

$$\Delta m = 2.35 \left(1 - \frac{1}{s}\right) \quad (2.108)$$

raisonnablement compatible avec celle calculée par [Hamuy et al., 1996a].

2. Luminosité au maximum et paramètre de forme de la courbe de lumière (MLCS)

[Riess et al., 1996a] proposent une méthode de paramétrisation des courbes de supernovae de type Ia permettant de déduire de la courbe de lumière mesurée dans plusieurs

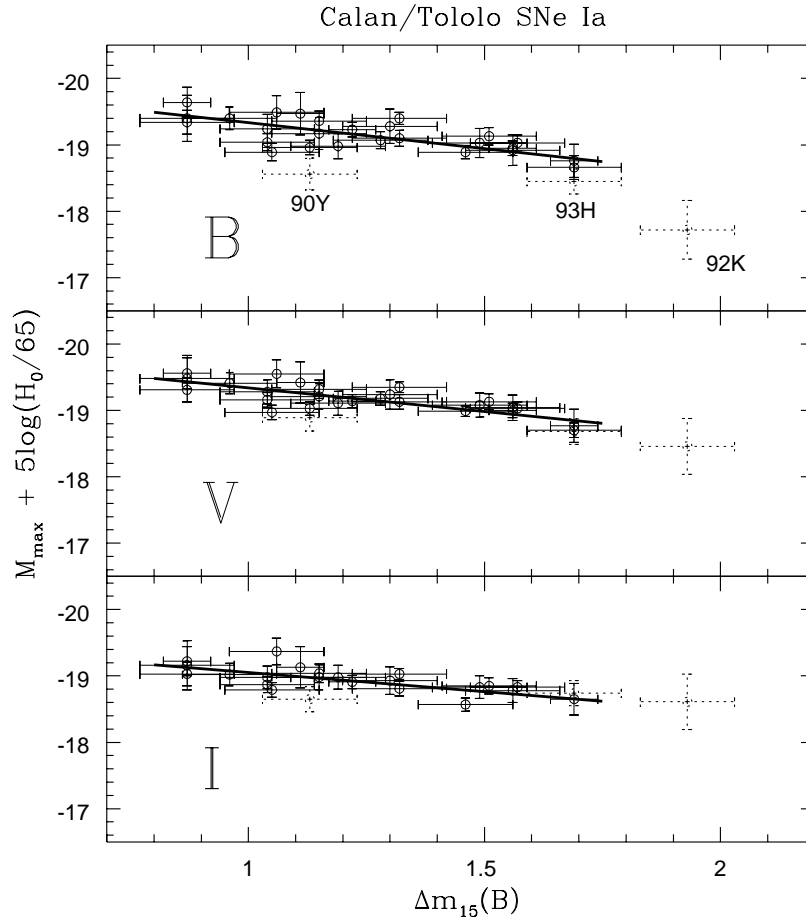


FIG. 2.10 – *Magnitude absolue dans les bandes B, V, et I pour les 29 supernovae de type Ia du projet The Calan-Tololo Supernovae Search en fonction de la vitesse de décroissance de la courbe de lumière B: $\Delta m_{15}(B) = m_B(t_{\max}) - m_B(t_{\max} + 15 \text{ j.})$. Les supernovae de type Ia indiquées en pointillés sont SN 1990Y et SN 1993H suspectées d’être rouges par la poussière, et SN 1992K intrinsèquement rouge. En trait plein est indiquée la relation linéaire ajustée sur les 26 (resp. 22) supernovae restantes en B et V (resp. en I). (figure tirée de [Hamuy et al., 1996a])*

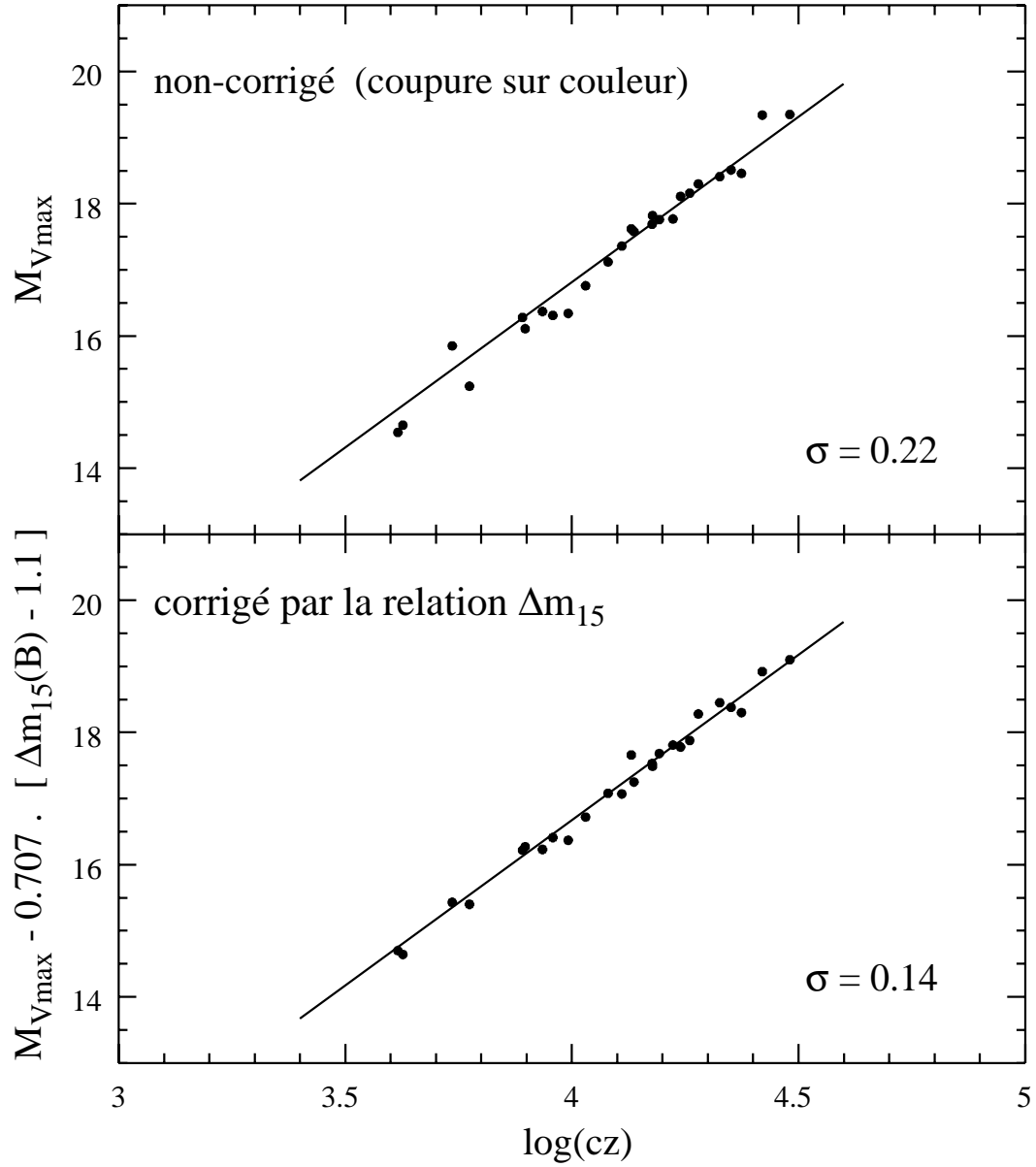


FIG. 2.11 – Diagramme de Hubble obtenu avec les 26 supernovae de type Ia du projet The Calan-Tololo Supernovae Search satisfaisant la coupure en couleur $B - V \leq 0.2$. En haut le diagramme brut et en bas le diagramme utilisant la relation d'inter-calibration: $V(\max) = -19.27 + 5 \log(H_0/65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}) + 0.71(\Delta m_{15} - 1.1)$ où Δm_{15} mesure la vitesse de décroissance de la courbe de lumière B: $\Delta m_{15} = m_B(t_{\max}) - m_B(t_{\max} + 15 \text{ j.})$. (figure tirée de [Hamuy et al., 1996b])

filtres (B,V,R et I) non seulement la magnitude au maximum de la supernova mais aussi l'extinction l'affectant: la méthode MLCS (pour Multi-Light Curve Shape).

Ainsi, si on suppose que les supernovae de type Ia sont toutes semblables, l'évolution en magnitude absolue dans la bande V de la supernova peut être décrite par un patron de courbe de lumière fixe:

$$\text{chandelles standard} \quad M_V(t_E) \equiv M_{V_{\text{patron}}}(t_E) \quad (2.109)$$

La magnitude apparente m_V dans la bande V est en conséquence reliée à la magnitude absolue $M_{V_{\text{patron}}}$ du patron de courbe de lumière, à l'extinction A_V et au module de distance (qui est la quantité qui nous intéresse) par:

$$\text{chandelles standard} \quad m_V(t) = M_{V_{\text{patron}}}(t_E) + \mu + A_V + \text{bruit} \quad (2.110)$$

t (resp. t_E) est l'instant compté à partir de l'explosion dans le référentiel de l'observateur (resp. de la supernova). Les instants t et t_E vérifient: $t = (1+z) \times t_E$. Les couleurs $B-V$, $V-R$, $V-I$ de la supernova sont aussi reliées au patron de courbe de lumière. Par exemple pour $B-V$:

$$\text{chandelles standard} \quad (B-V)(t) = (B-V)_{\text{patron}}(t/(1+z)) + E_{(B-V)} + \text{bruit} \quad (2.111)$$

où $E_{(B-V)}$ est l'excès de couleur. On définit le module de distance apparent dans le visible μ_V en y incluant l'extinction: $\mu_V = \mu + A_V$. D'autre part, on suppose une relation entre l'extinction A_V et l'excès de couleur $E_{(B-V)}$.

Les courbes de lumière sont alors autorisées à varier par rapport au patron. La variation est paramétrisée par Δ , la différence de magnitude au maximum¹⁵ dans la bande V entre la supernova de type Ia et le patron de courbe:

$$M_V(t_{\text{max}}) = M_{V_{\text{patron}}}(t_{\text{max}}) + \Delta \quad (2.112)$$

La variation par rapport au patron est le produit de Δ par une courbe de lumière corrective fixe $R_V(t)$:

$$\text{MLCS} \quad M_V(t) = M_{V_{\text{patron}}}(t) + \Delta \times R_V(t) \quad (2.113)$$

On a bien sûr $R_V(t_{\text{max}}) = 1$. Ainsi, la magnitude apparente s'écrit:

$$\text{MLCS} \quad m_V(t) = M_{V_{\text{patron}}}(t) + \Delta \times R_V(t) + \mu_V + \text{bruit} \quad (2.114)$$

De même, on définit pour la couleur une courbe de lumière corrective:

$$\text{MLCS} \quad B-V = (B-V)_{\text{patron}} + \Delta \times R_{B-V}(t) + E_{B-V} + \text{bruit} \quad (2.115)$$

Les patrons $M_{V_{\text{patron}}}(t)$, $(B-V)_{\text{patron}}$, $(V-R)_{\text{patron}}$, $(V-I)_{\text{patron}}$ et les courbes correctives $R_V(t)$, $R_{B-V}(t)$, $R_{V-R}(t)$ et $R_{V-I}(t)$ sont à déterminer.

Les patrons de courbe de lumière en B, V, R, I sont réalisés à partir des supernovae SN 1990N, SN 1981B, SN 1989B. Les corrections $R(t)$ sont estimées par un minimum de χ^2 à partir d'un échantillon d'entraînement de 9 supernovae dont les distances relatives, mesurées par les méthodes TF, SBF, et PNLF et l'extinction A_V sont connues: on connaît

¹⁵. L'instant du maximum est défini par l'instant du maximum dans la bande B.

alors leur magnitude absolue M_V , donc le paramètre Δ correspondant à chacune (à une constante C près, puisqu'on ne dispose que de distances relatives).

Ainsi, pour déterminer le module de distance d'une supernova de type Ia donnée, de magnitude apparente et de couleur connue, il faut ajuster les paramètres (Δ, A_V, μ_V) des équations 2.114 et 2.115 (rappelons que E_{B-V} est une fonction de A_V). Le module de distance calculé par cette méthode est donc $\mu = \mu_V - A_V$. Si on avait simplement ajusté le patron, on aurait trouvé $\mu = \mu_V + \Delta$. La correction-K et la correction de la dilatation de la courbe de lumière dûe au décalage vers le rouge est appliquée avant ce traitement.

Le module de distance est ainsi déterminé à la constante C près, puisqu'on a utilisé un échantillon d'entraînement pour lequel on ne connaît que les distances relatives. Le module de distance μ_{MLCS} calculé par la méthode MLCS est relié au module de distance "vrai" μ par:

$$\mu = \mu_{\text{MLCS}} + C$$

Le module de distance MLCS est alors recalé sur l'échelle de distance des céphéides en appliquant la méthode MLCS à 3 supernovae dont les distances ont été déterminées avec des céphéides observées dans leurs galaxies hôtes par le *Hubble Space Telescope* (SN 1972E, SN 1981B, SN 1990N):

$$\mu_{\text{céphéides}} = \mu_{\text{MLCS}} + C \quad (2.116)$$

$$(2.117)$$

Il est alors possible d'attribuer à chaque supernova traitée par la méthode MLCS son module de distance absolu. En conclusion, cette méthode permettrait pour une supernova dont on connaît la courbe de lumière en B,V,R et I, de calculer son module de distance μ .

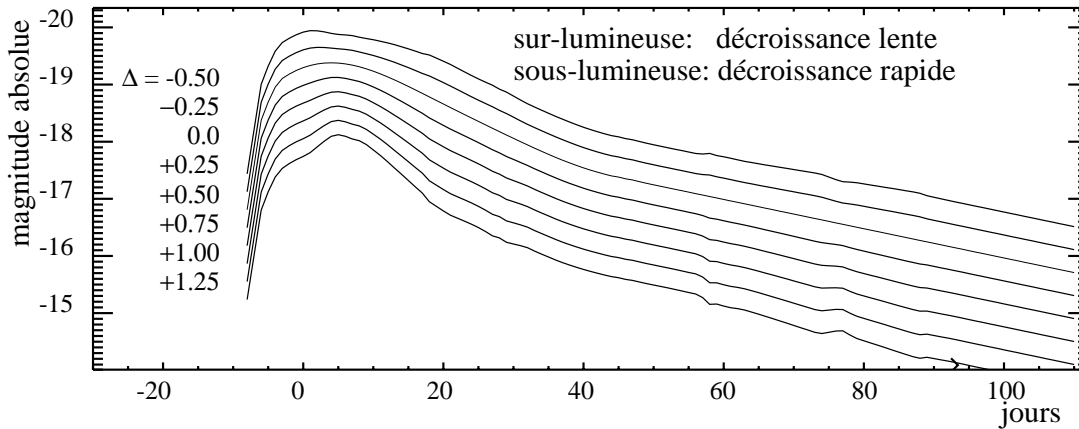


FIG. 2.12 – Famille de courbes de lumière: $M(t) + \Delta R(t)$ obtenues par la méthode MLCS en faisant varier le paramètre Δ , défini par l'écart de la magnitude absolue au maximum de la supernova à celle de la courbe patron: $M_V(t_{\text{max}}) = M_{V_{\text{patron}}}(t_{\text{max}}) + \Delta$. En abscisse est indiquée la date en jours depuis le maximum, et en ordonnée la magnitude absolue. On constate que plus la supernova est lumineuse, moins vite elle décroît. (d'après [Riess et al., 1996a])

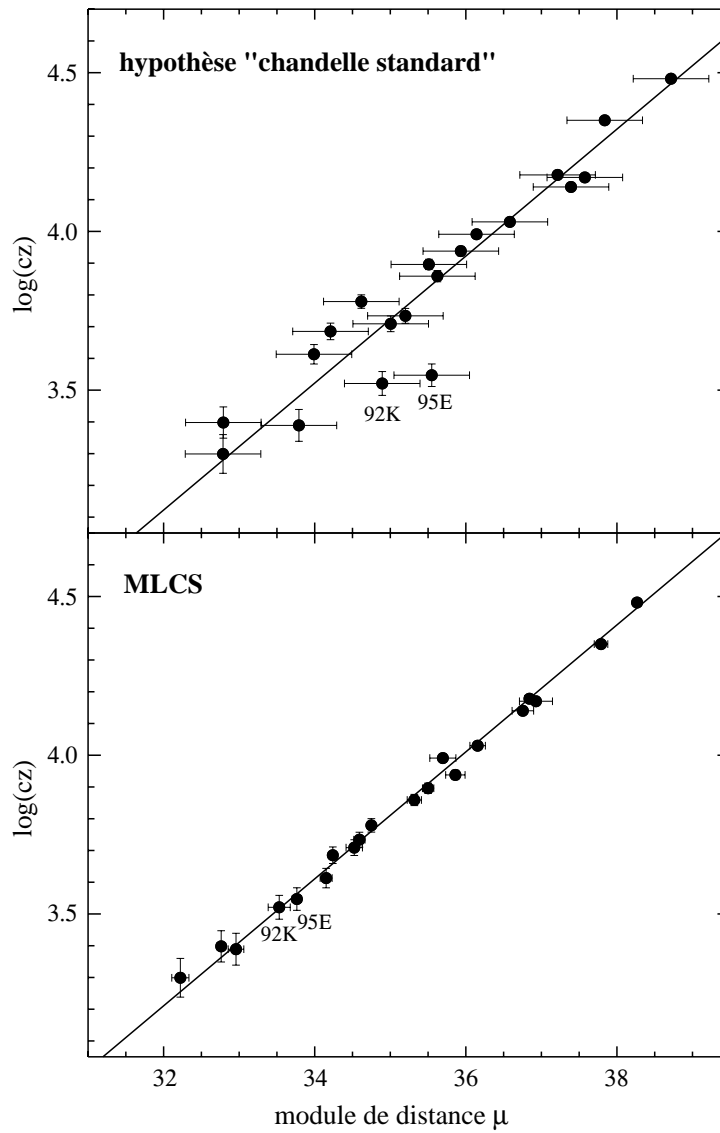


FIG. 2.13 – Diagramme de Hubble pour 20 supernovae de vitesse de récession cz (en ordonnée). En haut, le module distance μ (en abscisse) est calculé en utilisant la méthode de [Sandage et al., 1996] (coupure en couleur et magnitude absolue $M_B = -19.36$ mag). En bas, le module de distance est calculé en utilisant la méthode MLCS. La dispersion du diagramme est réduite de manière significative, et la valeur de H_0 augmentée de 55 à $65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. En effet, pour la méthode MLCS, les supernovae calibrées par le HST ne sont pas standard mais plutôt plus brillantes que la moyenne. (figure tirée de [Riess et al., 1996a])

Il est à noter que [Riess et al., 1996a] reproduisent avec cette paramétrisation la corrélation vitesse de déclin - luminosité. La courbe correctrice $R_V(t)$ est telle que les supernovae sur-lumineuses ($\Delta < 0$) décroissent plus lentement, et vice-versa. La famille de courbes de lumière obtenue en faisant varier Δ présentée en figure 2.12 illustre parfaitement la corrélation.

Le diagramme de Hubble $\mu - z$ obtenu en appliquant cette méthode à 20 supernovae est présenté en figure 2.13. La dispersion du diagramme de Hubble est de $\sigma \sim 0.5$ magnitude sans corrections ni sélection appliquée, et elle est réduite à $\sigma \sim 0.12$ magnitude lorsqu'on applique cette technique pour déterminer μ . Nous discuterons de la valeur de H_0 ainsi déterminée à la section suivante.

3. *Luminosité au maximum et caractères spectraux*

Une corrélation entre le rapport $R(\text{Si II})$ de l'intensité des raies spectrales dûes à Si II à 5800 et 6150 Å (près du maximum) et la magnitude absolue B maximum M_B des supernovae de type Ia a été mise en évidence par [Nugent et al., 1995]. La magnitude absolue B maximum M_B est aussi corrélée avec le rapport $R(\text{Ca II})$ de l'intensité des raies d'émission à 3550 et 3925 Å situées de part et d'autre de la raie d'absorption à 3800 Å due à Ca II. Cette corrélation est présentée sur la figure 2.14. Cette relation est reproduite lors de la simulation de spectres synthétiques pour lesquels la température effective de photosphère T_{eff} varie.

Cette corrélation est encore assez difficile à appliquer pour inter-calibrer les supernovae. D'une part, les raies de Ca II utilisées se superposent avec la cassure à 4000 Å du spectre de la galaxie hôte. D'autre part, lorsque le spectre est décalé vers le rouge, les raies de Si II à ~ 6000 Å disparaissent rapidement dans l'infra-rouge. Cet effet permet néanmoins de vérifier les autres méthodes de corrélations, et d'étudier les effets d'évolution sur les supernovae.

2.3.2 Calibration de la magnitude absolue et détermination de H_0

Pour tracer un diagramme de Hubble, il est nécessaire de réduire la dispersion en magnitude absolue des supernovae utilisées. Comme nous l'avons montré dans la section 2.1, la quantité déterminée par l'intercept à $cz = 1$ dans le diagramme de Hubble $m - z$ est $\mathcal{M} = M - 5 \log H_0$. Pour estimer H_0 , il faut donc de surcroît déterminer la magnitude absolue des supernovae. Deux types de méthodes sont appliqués: l'utilisation de l'échelle de distance des céphéides et le calcul de la luminosité absolue à partir de modèles physiques.

Avec les céphéides du HST

Les méthodes d'intercalibration présentées en section 2.3.1 permettent de renormaliser une supernova de type Ia donnée à une supernova de type Ia standard, et de construire le diagramme de Hubble comme si toutes les supernovae avaient une même magnitude M avec une dispersion de l'ordre de $\sigma \sim 0.2$ mag. La valeur proposée pour la magnitude absolue s'écrit:

$$M = \mathcal{M} + 5 \log H_0$$

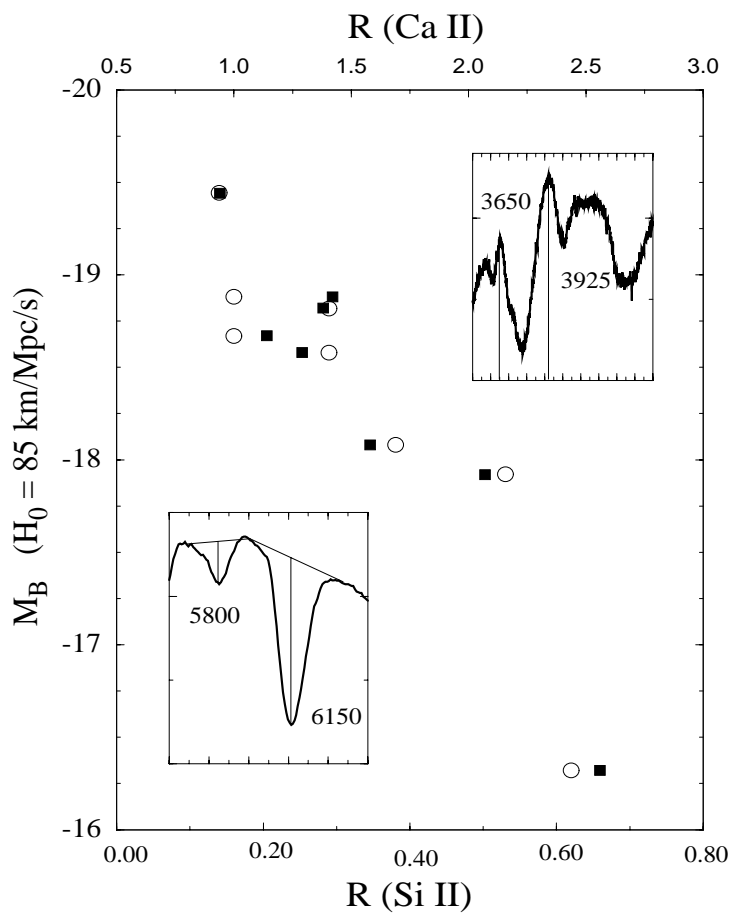


FIG. 2.14 – Corrélation entre la magnitude absolue B M_B , le rapport de l'intensité des raies d'absorption dues à Si II à 5800 et 6150 Å $R(\text{Si II})$ (cercles, échelle du haut) et le rapport de l'intensité des raies émission à 3550 et 3925 Å situées de part et d'autre de la raie d'absorption à 3800 Å due à Ca II $R(\text{Ca II})$ (carrés, échelle du bas). ([Nugent, 1997])

où \mathcal{M} est connue. Une mesure indépendante de M sur une supernova standard ou renormalisée au patron de supernova standard permet donc de déduire M .

Notons que la méthode d’inter-calibration MLCS de [Riess et al., 1996a] propose directement le module de distance absolue calibrée sur les distances de trois supernovae mesurées à l’aide de céphéides observées avec le HST. Le diagramme de Hubble utilisé dans ce cas est donc le diagramme $\mu - z$.

Si tous les auteurs utilisent le même lot de 7 supernovae dont les distances ont été mesurées par le HST (lot parfois réduit à 3 ou 4 supernovae selon les nécessités des méthodes d’inter-calibration utilisées), les différentes méthodes d’inter-calibration conduisent à des valeurs de H_0 différentes, qui s’échelonnent entre 55 et 65 km s⁻¹ Mpc⁻¹.

Les magnitudes absolues adoptées pour les supernovae “HST” par les trois groupes [Tammann, Sandage, Saha, Labhardt, Macchetto, et Panagia, 1997] (hypothèse “chandelles standard”), que nous abrégeons en [Tammann et al., 1997], [Hamuy et al., 1996b] (méthode Δm_{15}) et [Riess et al., 1996a] (méthode MLCS) sont indiquées dans le tableau 2.3. Notons que les magnitudes adoptées pour SN 1981B sont différentes. [Tammann et al., 1997], qui attribuent à SN 1981B une magnitude absolue plus brillante que celle adoptée par les deux autres groupes, appliquent une correction dû à un rougissement de $E(B-V) = 0.1$ que [Hamuy et al., 1996b] ne prennent pas en compte. Pour SN 1972E, [Tammann et al., 1997] (pour lesquels SN 1972E est intrinsèquement moins brillante) et [Hamuy et al., 1996b] n’adoptent ni la même distance, ni la même magnitude apparente, ni la même extinction. Enfin, les magnitudes absolues MLCS sont difficilement comparables aux autres, du fait de la particularité de cette méthode.

Supernova	Galaxie	“chandelles standard”		“ Δm_{15} ”		MLCS
		(1)		(2)		(3)
		$M_B(\text{max})$	$M_V(\text{max})$	$M_B(\text{max})$	$M_V(\text{max})$	$M_V(\text{max})$
SN 1895B	NGC5253	-19.87 ± 0.22	—	—	—	—
SN 1937C	IC4182	-19.53 ± 0.15	-19.50 ± 0.17	-19.56 ± 0.15	-19.54 ± 0.16	—
SN 1960F	NGC4496	-19.53 ± 0.14	-19.62 ± 0.18	—	—	—
SN 1972E	NGC5253	-19.52 ± 0.22	-19.49 ± 0.14	-19.69 ± 0.18	-19.64 ± 0.18	-19.69 ± 0.14
SN 1981B	NGC4536	-19.47 ± 0.17	-19.45 ± 0.14	-19.07 ± 0.16	-19.17 ± 0.15	-19.36 ± 0.14
SN 1989B	NGC3627	-19.51 ± 0.21	-19.49 ± 0.20	—	—	—
SN 1990N	NGC4639	-19.30 ± 0.24	-19.39 ± 0.24	-19.26 ± 0.25	-19.28 ± 0.24	-19.63 ± 0.14

TAB. 2.3 – *Magnitudes absolues au maximum des supernovae de type Ia dont les distances ont été mesurées avec le HST calculées par 3 groupes différents: (1) [Tammann et al., 1997]; (2) [Hamuy et al., 1996b]; (3) [Riess et al., 1996a]. Puisque la magnitude apparente m est mesurée, et que le HST fournit le module de distance, les magnitudes absolues calculées par $M = \mu - m$ devraient être égales pour ces 7 supernovae étalons. On constate cependant des différences d’un auteur à un autre, notamment pour SN 1972E et SN 1981B. En effet, les auteurs n’adoptent pas toujours la même magnitude apparente, le même module de distance, la même correction de rougissement pour une même supernova. Il est de plus difficile de comparer les magnitudes absolues obtenues par la méthode MLCS.*

Les magnitudes absolues adoptées pour les supernovae de calibration HST diffèrent légèrement. De plus, (voir tableau 2.4), si [Tammann et al., 1997] considèrent que toutes sont des supernovae normales (c’est-à-dire plus bleues que $B - V = 0.5$), [Hamuy et al., 1996b] et [Riess et al., 1996a] les classifient d’après leur courbe de lumière en majorité (pour

Classification des supernovae HST			
Supernova	“chandelles standard” (1)	“ Δm_{15} ” (2)	MLCS (3)
SN 1895B	normale	—	—
SN 1937C	normale	sur-lumineuse $\Delta m_{15} = 0.87$	—
SN 1960F	normale	—	—
SN 1972E	normale	sur-lumineuse $\Delta m_{15} = 0.87$	sur-lumineuse $\Delta = -0.33$
SN 1981B	normale	normale $\Delta m_{15} = 1.1$	normale $\Delta = 0.$
SN 1989B	normale	—	—
SN 1990N	normale	sur-lumineuse $\Delta m_{15} = 1.07$	sur-lumineuse $\Delta = -0.07$

TAB. 2.4 – Classification des supernovae utilisées pour calculer la calibration de la magnitude absolue. Les références des 3 groupes sont indiquées par les numéros: (1) [Tammann et al., 1997]; (2) [Hamuy et al., 1996b]; (3) [Riess et al., 1996a]. On note que si toutes sont considérées comme normales par (1), les deux autres groupes classifient majoritairement les supernovae qu’ils utilisent dans la catégorie “sur-lumineuse”.

Moyennes des Magnitude absolues corrigées				
“chandelles standard” (1)		“ Δm_{15} ” (2)		MLCS (3)
—		$\Delta m_{15} = 1.1$		$\Delta = 0.$
$M_B(\text{max})$	$M_V(\text{max})$	$M_B(\text{max})$	$M_V(\text{max})$	$M_V(\text{max})$
-19.53 ± 0.18	-19.49 ± 0.12	-19.28 ± 0.20	-19.31 ± 0.14	-19.36

Valeur de H_0 (en $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$)				
“chandelles standard” (1)		“ Δm_{15} ” (2)		MLCS (3)
56 ± 4	58 ± 4	63 ± 6	63 ± 4	64 ± 3

TAB. 2.5 – Les magnitudes absolues moyennes (\pm la variance) corrigées adoptées par chacune des trois équipes sont présentées dans ce tableau. Les références des 3 groupes sont indiquées par les numéros: (1) [Tammann et al., 1997]; (2) [Hamuy et al., 1996b]; (3) [Riess et al., 1996a]. [Tammann et al., 1997] considèrent comme normales ces 7 supernovae, ils adoptent donc la moyenne des magnitudes absolues qu’ils calculent. Les deux autres équipes corrigent les magnitudes absolues au moyen des relations $m - \Delta m_{15}$ ou de la méthode MLCS, et calculent donc des magnitudes moyennes pour les supernovae “normales” ($\Delta m_{15} = 1.1$ ou $\Delta = 0.$). Les supernovae de calibration sont majoritairement sur-lumineuses pour [Hamuy et al., 1996b] et [Riess et al., 1996a]: la valeur de H_0 qu’ils calculent est en conséquence plus élevée.

celles qu'ils utilisent) comme sur-lumineuses ($\Delta m_{15} < 1.1$ mag. ou $\Delta < 0$). La magnitude absolue adoptée pour une supernova "normale" est donc plus brillante pour [Tammann et al., 1997] que pour les deux autres équipes, et les valeurs de H_0 qu'ils en déduisent sont en conséquence inférieures (tableau 2.5). Notons que l'utilisation de la relation P-L déterminée par [Feast et Catchpole, 1997] pour calculer les modules de distance des galaxies hôtes diminuerait de nouveau de 10% les valeurs de H_0 ainsi estimées.

En calculant la luminosité absolue théorique

Une approche alternative à l'utilisation des céphéides est la modélisation de la courbe de lumière ou du spectre des supernovae de type Ia. Le modèle ajusté sur une supernova est ensuite comparé aux observations de cette même supernova pour en déterminer la distance. La constante de Hubble qu'on en déduit est donc indépendante des incertitudes de la calibration de la relation P-L des céphéides, mais dépend en revanche des hypothèses de la modélisation.

[Höflich, 1997] étudie les différents scénarios d'explosion ainsi que la modélisation du transport d'énergie dans la photosphère pour reproduire les courbes de lumières B, V, R, I des supernovae.

Il en conclut que le meilleur ajustement des courbes de lumière des supernovae "normales" est obtenu en utilisant le modèle de la détonation retardée, pour lequel le front de combustion se déplace tout d'abord à une vitesse de l'ordre de quelques % de la vitesse du son (déflagration). La transition à un régime de détonation se produit à une densité ρ_{tr} comprise entre 1×10^7 et 3×10^7 g cm⁻³. La variation de ρ_{tr} pourrait provoquer des variations de la masse M_{Ni} de ⁵⁶Ni. Or, c'est la décroissance radioactive du ⁵⁶Ni qui est la principale source d'énergie de la luminosité de la supernova de type Ia. Moins de ⁵⁶Ni implique une supernova moins lumineuse, ainsi qu'une température plus faible: les supernovae les plus lumineuses sont plus bleues. De plus, une température plus basse se traduit par une diminution de l'opacité, donc du temps effectif de diffusion $t_{diff. eff.}$ dont dépend principalement la forme de la courbe (voir chapitre 1): $t_{diff. eff.} \sim (\sigma M / 4cv)^{\frac{1}{2}}$ pour une enveloppe de masse M en expansion à la vitesse v . Cette effet pourrait donc expliquer la corrélation luminosité-vitesse de déclin.

Les supernovae sous-lumineuses seraient quant à elles expliquées par le modèle de la détonation retardée avec pulsation, où la densité ρ_{tr} est plus faible. Tous ces modèles font exploser des naines blanches à la masse de Chandrasekhar. En ajustant les courbes de lumière théoriques sur les courbes de lumière observées de 27 supernovae, [Höflich, 1997] détermine leur modules de distance (8 sont dans le flot de Hubble) et calcule une valeur de H_0 de:

$$H_0 = 67 \pm 9 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (2.118)$$

[Ruiz-Lapuente, 1996] propose une méthode permettant de déterminer la distance d'une supernova de type Ia en modélisant le spectre émis pendant la phase nébulaire. La phase nébulaire, qui correspond au moment où l'enveloppe est devenue optiquement transparente, débute environ 80 jours après l'explosion et est complètement installée ~ 250 jours après l'explosion. A cette époque, le spectre est dominé par les raies interdites de Fe II et Fe III qui tracent la densité et la température électroniques. L'ajustement du modèle sur le spectre observé permet de déterminer la masse de ⁵⁶Ni produite et la distance de

la supernova. La densité et la température électroniques déduites de ces calculs semblent incompatibles avec celles prédites par les modèles d’explosion sub-Chandrasekhar.

En modélisant (modèle d’explosion à la masse de Chandrasekhar) le spectre nébulaire de 7 supernovae, [Ruiz-Lapuente, 1996] mesure une constante de Hubble égale à :

$$H_0 = 68 \pm 6 \text{ (statistique)} \pm 7 \text{ (systématique)} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (2.119)$$

Ces magnitudes absolues calculées théoriquement au moyen de modèles d’explosion à la masse de Chandrasekhar sont 0.2 magnitudes plus brillantes que la calibration adoptée par [Tammann et al., 1997]. Ceci suffit pour déplacer la valeur de H_0 qu’on en déduit de $\sim 55 - 60 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ à $60 - 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2.3.3 Mesures de vitesses particulières

Les supernovae de type Ia, dûment calibrées ainsi qu’il est exposé précédemment, permettent maintenant de déterminer des distances indépendantes du décalage vers le rouge. Il est donc possible d’utiliser cette distance pour calculer la vitesse particulière (le long de la ligne de visée) de la galaxie hôte d’une supernova de type Ia :

$$v_{\text{particulière}} = cz - H_0 d \quad (2.120)$$

Le rayonnement cosmique de fond (CMB) définit le référentiel de repos standard: l’anisotropie du CMB qu’on observe depuis la Terre est interprétée comme un effet Doppler causé par la vitesse par rapport au CMB du Groupe Local, auquel appartient la Galaxie. Le Groupe Local se déplacerait alors dans la direction ($l = 271^\circ, b = +29^\circ$) à une vitesse $v_{\text{GL/CMB}} = 620 \text{ km s}^{-1}$. L’amplitude des fluctuations de masse devrait diminuer lorsque l’échelle à laquelle on les mesure augmente. Ainsi, un ensemble de galaxies suffisamment distantes ($cz \gtrsim 5000 \text{ km s}^{-1}$) et distribuées uniformément dans le ciel devraient être globalement au repos dans le référentiel du CMB: la vitesse du groupe local par rapport à cet ensemble de galaxies serait alors égale à $\vec{v}_{\text{GL/CMB}}$.

[Lauer et Postman, 1994] ont étudié dans ce but les vitesses particulières d’un lot de 42 amas d’Abell, situés à des distances $cz \sim 8000 - 11000 \text{ km s}^{-1}$. L’indicateur de distance utilisé est la magnitude la galaxie cD (BCG¹⁶) que l’on trouve souvent au centre des amas. La conclusion à laquelle [Lauer et Postman, 1994] aboutissent est étonnante: le Groupe local est en mouvement par rapport au lot d’amas d’Abell dans la direction ($l = 220^\circ, b = -28^\circ \pm 27^\circ$) à une vitesse $v_{\text{GL/LP}} = 561 \pm 284 \text{ km s}^{-1}$. Ceci implique que l’ensemble des amas d’Abell soit lui-même en mouvement global par rapport au CMB, dans la direction ($l = 343^\circ, b = +52^\circ \pm 23^\circ$) à une vitesse $v_{\text{LP/CMB}} = 689 \pm 178 \text{ km s}^{-1}$. Ce résultat est difficile à expliquer dans le cadre des modèles “classiques” de formation des grandes structures. C’est pourquoi plusieurs groupes se proposent d’effectuer un travail similaire, en utilisant un indicateur de distance différent: les supernovae de type Ia.

[Riess et al., 1996b] ont utilisé la méthode MLCS pour calculer les vitesses particulières de 13 supernovae du projet *The Calan-Tololo Supernovae Search* situées en moyenne à une distance $cz \sim 7000 \text{ km s}^{-1}$. Ils concluent de cette analyse que le Groupe Local est en mouvement par rapport au référentiel du lot de supernovae dans la direction ($l =$

16. Pour Brightest Cluster Galaxy.

$260^\circ \pm 90^\circ, b = +54^\circ \pm 25^\circ$) à une vitesse $v_{\text{GL/SN}} = 600 \pm 350 \text{ km s}^{-1}$. Ce mouvement est compatible à 68% de confiance avec celui trouvé par rapport au CMB, mais exclut à 99.99% de confiance celui estimé par rapport au lot d'amas de [Lauer et Postman, 1994].

Afin de réexaminer la valeur des vitesses particulières des amas d'Abell, le projet *The Mount Stromlo Abell Supernovae Search* (voir chapitre 3, section 3.3.3) a entrepris une recherche de supernovae dans 74 amas d'Abell dont 20 ont été utilisés par [Lauer et Postman, 1994]. Comme les supernovae sont des indicateurs de distance plus précis que les BCG, [Reiss et al., 1998] pensent atteindre une précision comparable avec seulement 35 supernovae. Dans ce même but, EROS a sélectionné pour la recherche de supernovae 10 autres amas d'Abell parmi ceux de [Lauer et Postman, 1994].

Puisque les supernovae de type Ia permettent de mesurer les vitesses particulières, elles peuvent être aussi utilisées pour estimer le paramètre $\beta = \Omega_{M0}^{0.6}/b$. Avec 24 supernovae de type Ia, et le catalogue *The IRAS 1.2 Jy redshift survey*, [Reiss et al., 1997] estiment la valeur de ce paramètre à $\beta \sim 0.4$ et excluent à 95% la mesure réalisée par [Sigad et al., 1998] indiquée en 2.69. Ce désaccord pourrait provenir de systématiques différentes, car [Sigad et al., 1998] comparaient les densités δ_{gal} et δ , alors que [Reiss et al., 1997] comparent les vitesses particulières des supernovae aux vitesses prédites par le champ de gravité calculé à partir du catalogue.

2.3.4 Détermination des paramètres cosmologiques Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$

Pour déterminer les paramètres Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$, deux équipes, *The Supernova Cosmology Project* (SCP, [Perlmutter et al., 1998]) et *The High Z SN Search* (HZS, [Schmidt et al., 1998]), détectent et mesurent des supernovae à des décalages vers le rouge $z > 0.4$ qui sont ensuite portées dans un diagramme de Hubble $m - z$.

Rappelons qu'à un décalage moyen \bar{z} , on ne mesure pas Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ mais une combinaison linéaire des deux: $\Omega_{M0} - \alpha(\bar{z})\Omega_{\Lambda0}$. Pour déterminer Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ il faut donc disposer d'un bras de levier suffisant, c'est à dire de supernovae de type Ia réparties par exemple entre $z \sim 0.5$ et $z \sim 1$.

La précision escomptée sur $\Omega_{M0} - \alpha(\bar{z})\Omega_{\Lambda0}$ est proportionnelle à la précision sur la magnitude absolue $\delta\mathcal{M}$ et inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre N de supernovae disponibles:

$$\delta(\Omega_{M0} - \alpha(\bar{z})\Omega_{\Lambda0}) \sim \frac{\delta\mathcal{M}}{2 a_{10} \bar{z} \sqrt{N}} \quad (2.121)$$

Si la dispersion intrinsèque des supernovae utilisées est effectivement de $\sigma \sim 0.15$ mag, une précision sur la combinaison linéaire de 5% est atteinte pour un lot de 100 supernovae à $\bar{z} = 0.5$, ce qui est environ le nombre de supernovae à grand décalage vers le rouge disponibles actuellement.

Notons qu'à $z \sim 0.5$, la différence de module de distance est de 0.2 mag entre un univers où $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}) = (0.2; 0)$ et un univers où $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}) = (0.2; 0.8)$. Il devrait être possible distinguer ces deux cas avec ~ 25 supernovae.

Le diagramme de Hubble construit avec les données de [Hamuy et al., 1996b] et les 7 premières supernovae du *Supernova Cosmology Project* est présenté en figure 2.15.

L'équipe du SCP avec 40 supernovae de type Ia ([Kim, 1998]) et celle du HZS avec 16 supernovae de type Ia trouvent des résultats compatibles (les résultats préliminaires du

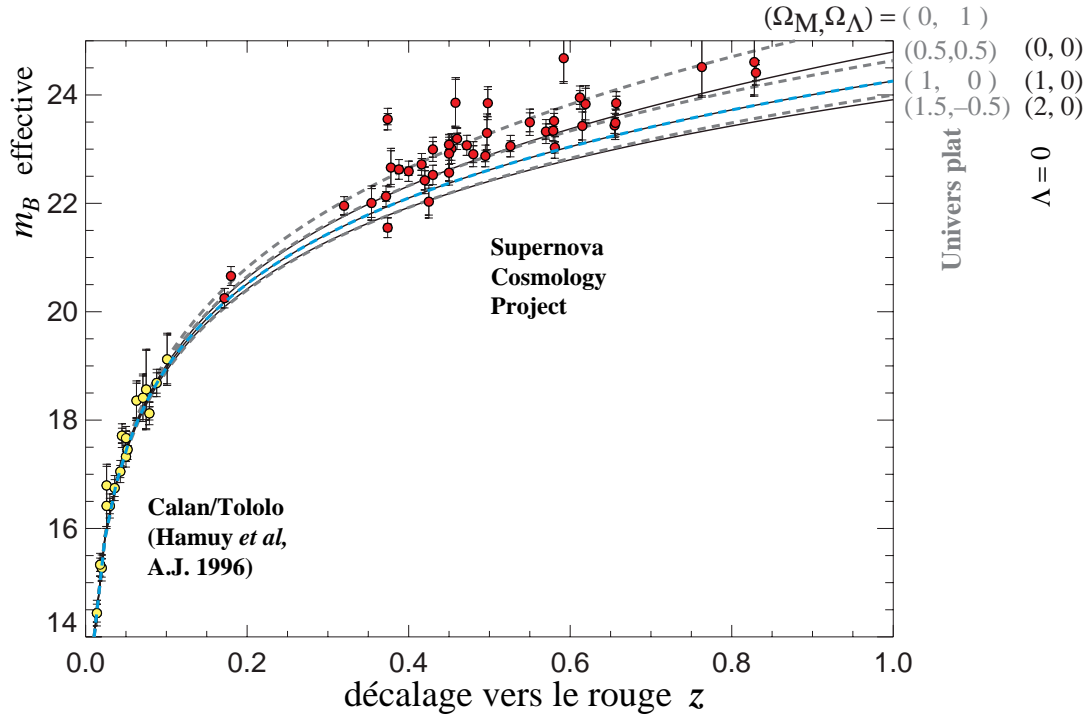


FIG. 2.15 – Diagramme de Hubble comparant les supernovae proches ([Hamuy et al., 1996b]) aux 40 premières supernovae du Supernova Cosmology Project (résultat préliminaire). Les courbes indiquées correspondent à la magnitude apparente en fonction du décalage vers le rouge z pour les paramètres $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}) = (0, 0), (1, 0), (2, 0)$. Les courbes correspondant à $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}) = (0.5, 0.5), (1, 0), (1.5, -0.5)$ sont superposées à ces trois courbes, et en sont pratiquement indistinguables. Les magnitudes sont corrigées par la relation luminosité - facteur de dilatation s . ([Pain (communication privée), 1998])

SCP sont tirés de [Kim, 1998] et ceux du HZS [Filippenko, 1997]):

$$\begin{aligned} \text{SCP}^{17} \quad \text{si } \Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} \equiv 1 : \quad \Omega_{M0} &= 0.25 \pm 0.06 \pm 0.3 \\ \text{si } \Omega_{\Lambda0} \equiv 0 : \quad \Omega_{M0} &= -0.40 \pm 0.10 \pm 0.5 \end{aligned} \quad (2.122)$$

$$\begin{aligned} \text{HZS} \quad \text{si } \Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} \equiv 1 : \quad \Omega_{M0} &= 0.24 \pm 0.10 \\ \text{si } \Omega_{\Lambda0} \equiv 0 : \quad \Omega_{M0} &= -0.35 \pm 0.18 \end{aligned}$$

La première erreur est statistique, et l'équipe du SCP ajoute une estimation de l'erreur systématique. Une étude en cours permettrait la réduire. Ce résultat, présenté en figure 2.16, semble éliminer la possibilité d'une constante cosmologique nulle.

Cependant, des erreurs systématiques pourraient entacher ces mesures:

1. *Systématiques sur les supernovae de type Ia à petits z et les relations d'intercalibration:*

D'une part, les deux équipes utilisent le même lot de supernovae à petits décalage vers le rouge dans le diagramme de Hubble. D'autre part, les relations d'intercalibration utilisées, si elles n'ont pas la même forme (le SCP utilise la méthode du facteur de dilatation s , le HZS utilise la technique MLCS) sont toutes deux dérivées de l'étude du même lot de supernovae à petits décalage vers le rouge.

La raison pour cela est qu'à ce jour, le seul lot de supernovae bien mesurées et proches est celui de l'équipe *The Calan-Tololo Supernovae Search*, soit 29 supernovae découvertes sur des plaques photographiques et mesurées avec des CCD.

C'est pour étendre ce lot, ainsi que pour utiliser à bas et haut z des supernovae découvertes avec une technique similaire (par soustraction d'images CCD) que le SCP entreprendra en collaboration avec EROS une recherche intensive à petits décalages vers le rouge.

2. *Evolution des caractéristiques des supernovae de type Ia:*

Le spectre de SN 1997ap à $z = 0.83$ observé par [Perlmutter et al., 1998] semble remarquablement similaire à celui des supernovae proches (figure 2.17). Cette observation milite donc en faveur d'une évolution limitée des supernovae, et surtout d'un contrôle possible de cet effet, par l'examen des spectres. Cependant, seul un petit domaine de longueur d'onde est accessible à la comparaison du fait du décalage vers le rouge et de la perte de sensibilité des CCD dans l'infra-rouge. Cette méthode nécessite donc une étude des spectres U-V des supernovae proches, ainsi que l'extension vers l'I-R de la sensibilité des CCD.

La luminosité des supernova de type Ia pourrait être corrélée avec le type de la galaxie hôte: [Hamuy et al., 1996a] constatent une différence systématique de ~ 0.3 mag entre les supernovae de type Ia des galaxies "évoluées" (elliptiques et S0) et celles dans les galaxies "récentes" (spiraies). Les supernovae des galaxies elliptiques seraient plus brillantes. D'autre part, les taux d'explosion de supernovae seraient plus importants dans les galaxies "récentes" ([Cappellaro et al., 1997]). Ceci pourrait

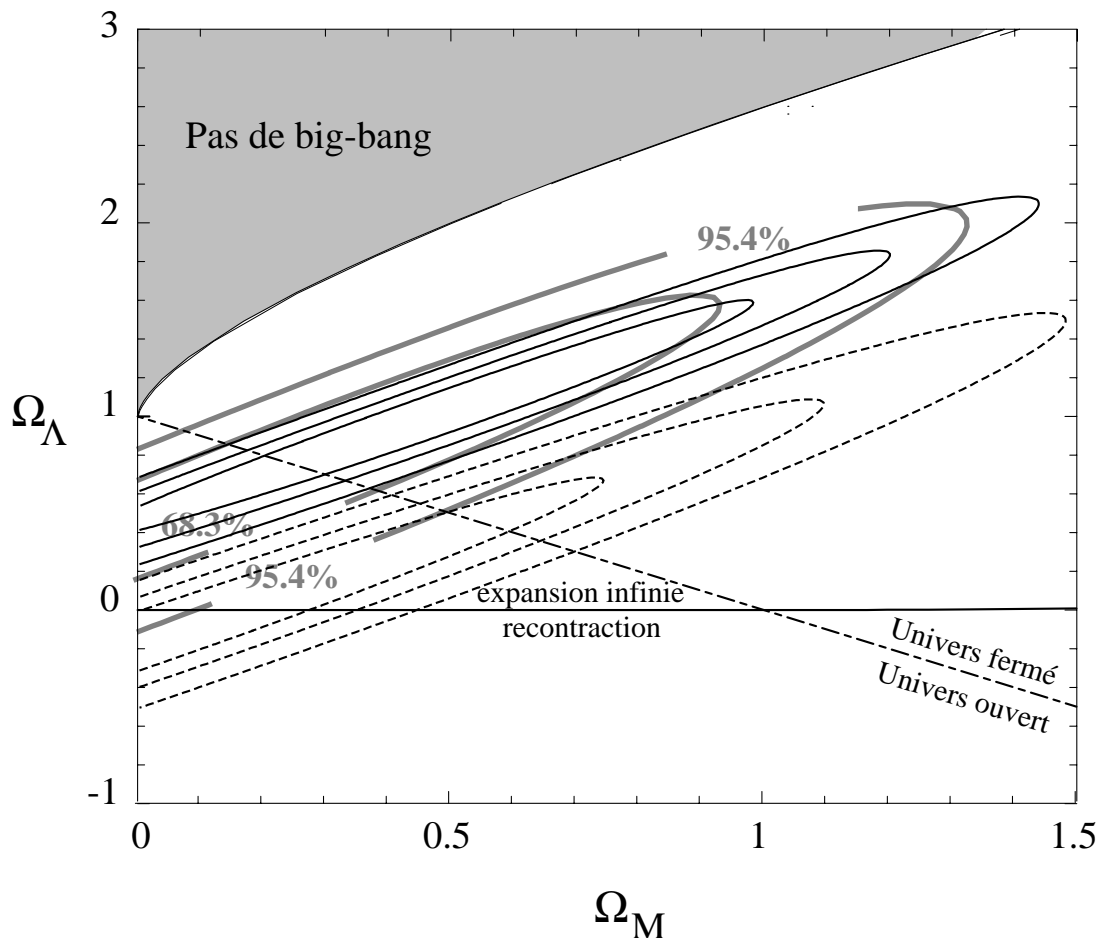


FIG. 2.16 – Mesures de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ réalisées par le projet The Supernova Cosmology Project ([Perlmutter et al., 1998]) avec 40 supernovae distantes (en trait plein noir) et par l'équipe The High Z Supernovae Search ([Schmidt et al., 1998]) avec 16 autres supernovae distantes (en trait plein gris). Les ellipses d'erreur du Supernova Cosmology Project indiquent un niveau de confiance à 68% et 90%. Elles correspondent aux estimations: $\Omega_{M0} = 0.25 \pm 0.06 \pm 0.3$ pour un univers plat ($\Omega_{\Lambda0} + \Omega_{M0} \equiv 1$) et $\Omega_{M0} = -0.4 \pm 0.1 \pm 0.5$ si $\Omega_{\Lambda0} \equiv 0$ ([Kim, 1998]). La première erreur est statistique, la deuxième est une estimation de l'erreur systématique. Les ellipses en pointillés indiquent le résultat qu'on obtiendrait si les magnitudes absolues des échantillons de supernovae locales et distantes différaient de 0.2 magnitude. Les ellipses d'erreur du High Z Supernovae Search indiquent un niveau de confiance à 68.3% et 95.4%. Elles correspondent aux estimations: $\Omega_{M0} = 0.24 \pm 0.10$ pour un univers plat ($\Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} \equiv 1$) et $\Omega_{M0} = -0.35 \pm 0.18$ si $\Omega_{\Lambda0} \equiv 0$ ([Filippenko, 1997]). L'erreur est statistique. Les résultats des deux équipes sont compatibles. Notons qu'à petit décalage vers le rouge, les deux équipes utilisent le même lot de supernovae.

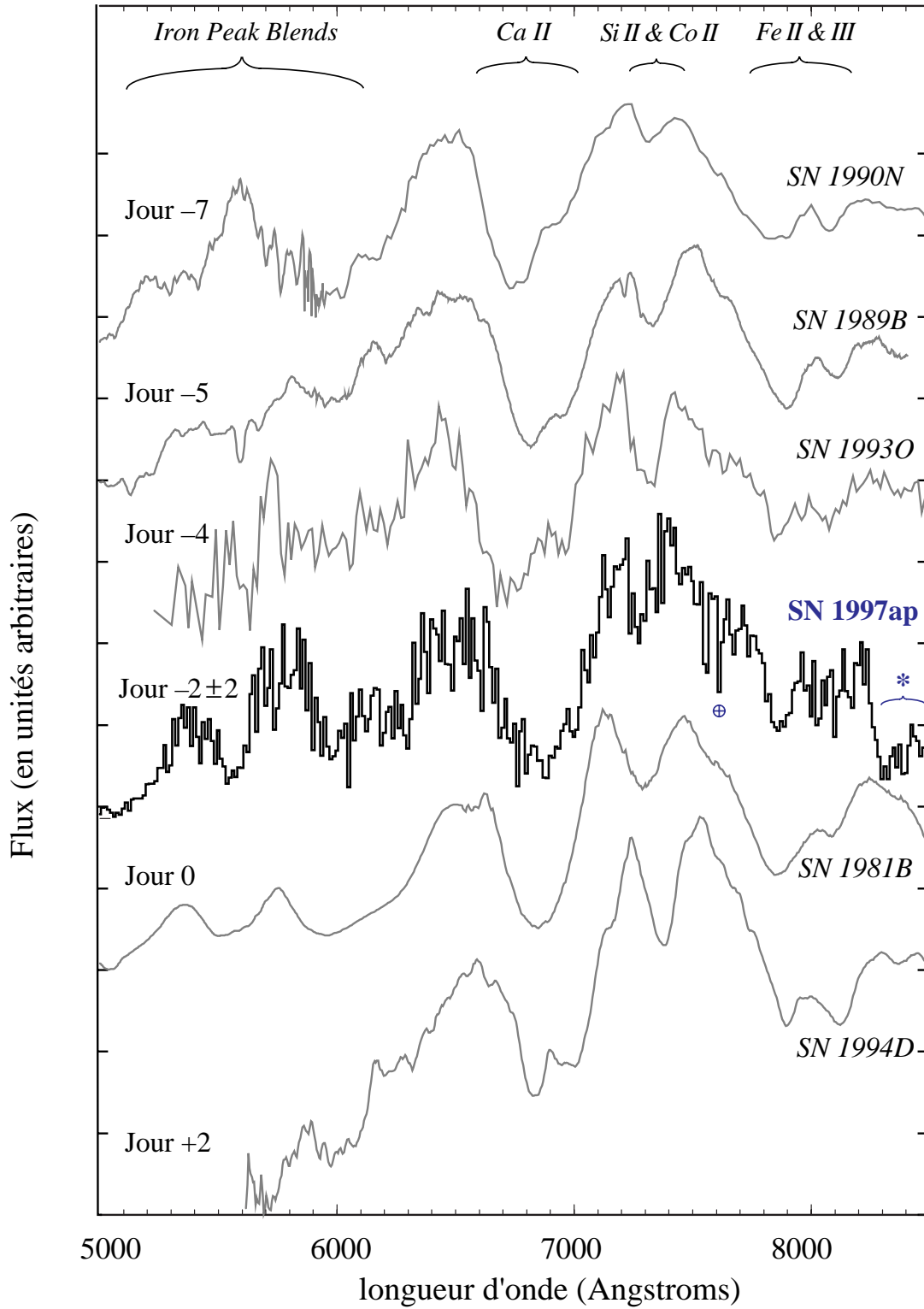


FIG. 2.17 – Spectre de *SN 1997ap* ($z = 0.83$) comparé aux spectres de 5 supernovae de type Ia proches, décalés et dilatés du même décalage vers le rouge. La raie bleue caractéristique de *Ca II* à environ 3750 \AA est maintenant décalée à $\sim 7000 \text{ \AA}$, dans le proche infrarouge. Le sigle \oplus indique une raie d'absorption atmosphérique et l'étoile * une région mal déflatée. Le spectre de cette supernova lointaine est étonnamment semblable à celui des supernovae proches. Les références de spectres sont fournies dans [Perlmutter et al., 1998].

suggérer un effet systématique fonction de l'âge de la population parente. Les méthodes d'inter-calibration ont normalement pour rôle de compenser cette dispersion. Le fait qu'elles s'appuient sur des supernovae découvertes par étude visuelle de plaques photographiques, méthode avec laquelle il est difficile de distinguer une supernova dans le centre d'une galaxie, pourrait amener un effet de sélection. La conclusion est donc similaire à celle du point précédent !

3. *Extinction*

Le lot de supernovae employées par *The High Z SN Search* ne semble pas être affecté par l'extinction due au milieu interstellaire, qui rougit les objets observés: la couleur moyenne au maximum dans leur échantillon est tout à fait compatible avec celle d'une supernova qui ne serait pas "éteinte". Ainsi, le résultat de cette équipe dépendrait peu de la loi d'extinction choisie, car le rougissement est négligeable.

Les supernovae pourraient néanmoins souffrir d'une extinction affectant toutes les longueurs d'ondes de manière similaire, une extinction "grise", causée par des grains de poussière de grande taille par rapport à la longueur d'onde. En diminuant la quantité de lumière reçue, l'extinction grise pourrait provoquer une surestimation de la distance des supernovae.

Si cette extinction survient dans la galaxie hôte, sa dépendance en fonction de la position de la supernova dans la galaxie se traduit par une dispersion des magnitudes observées. Si ce type d'extinction était responsable d'un déficit de ~ 0.25 magnitude pour les supernovae observées, ce qui réconcilierait leurs distances avec le modèle $\Omega_{\Lambda 0} \equiv 0$, [Riess et al., 1998] estiment que la dispersion des magnitudes du lot de supernovae utilisées devrait être de l'ordre de $\sigma \sim 0.4$ magnitude, soit une valeur deux fois plus élevée que celle qu'ils observent.

Si cette extinction a lieu dans le milieu inter-galactique, elle ne provoque ni rougissement, ni dispersion si la densité de colonne du matériau absorbant est la même dans toutes les directions. Cependant, la taille des grains nécessaire à l'obtention d'une extinction grise conduirait à une métallicité trop élevée.

En conclusion, il semble peu probable que les supernovae à grand décalage vers le rouge souffrent d'une extinction grise.

4. *Effet de lentille gravitationnelle*

La magnification (ou la dé-magnification) de la lumière par des structures à grandes échelles touche aussi les recherches de supernovae à grands décalages vers le rouge. Cependant, cet effet ne devrait pas augmenter la dispersion observée de plus de 5% et déplacer la moyenne des magnitudes observées de plus de 1% à $z = 1$ ([Wambsganss et al., 1997], cité par [Schmidt et al., 1998]). La présence de matière noire sous forme d'astres compacts répartis uniformément dans l'univers pourrait engendrer des effets de microlentille sur les supernovae. Cet effet est cependant du même ordre que le précédent.

5. *Contamination*

Le lot de supernovae de type Ia pourrait être contaminé par des supernovae de type différent, comme des Ic, ou par des objets qui ne sont pas des supernovae, comme

des quasars ou des noyaux actifs de galaxie (AGN). Cependant, les deux équipes constatent que lorsque les objets pour lesquels la classification spectrale est absente ou douteuse sont retirés de l'analyse, les résultats n'en sont pas modifiés.

L'utilisation des supernovae lointaines ne se limite pas à l'estimation de Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$. D'une part, l'étude de la courbe de lumière des supernovae a permis de démontrer la réalité de la dilatation du temps causée par l'expansion ([Leibundgut, 1994], [Goldhaber et al., 1997]). D'autre part, [Kim et al., 1997] ont montré que la constante de Hubble globale H_{0G} , mesurée avec un lot de 7 supernovae à $z \sim 0.5$, ne diffère pas sensiblement de la constante de Hubble locale H_{0L} , déduite de l'observation de 18 supernovae proches ($z < 0.1$). Ils imposent la limite à 95% de confiance:

$$\text{si } \Omega_{M0} \leq 1 : \quad 0.9 < \frac{H_{0L}}{H_{0G}} < 1.10 \quad (2.123)$$

Les supernovae sont donc des outils particulièrement prometteurs pour la cosmologie: les deux équipes de recherche de supernovae à grand décalage vers le rouge revendiquent à ce jour une précision sur la mesure des paramètres Ω_{M0} et $\Omega_{\Lambda0}$ inégalée.

Ces résultats s'appuient toutefois sur un lot de supernovae proches, non seulement pour compléter le diagramme de Hubble dans le domaines des petites distances, mais aussi pour établir les relations d'inter-calibration qui permettent d'améliorer la précision d'un facteur 2 et de remédier peut-être à plusieurs effets de sélection. Ce lot de supernovae a été découvert par comparaison visuelle de plaques photographiques, méthode pour laquelle les biais sont difficilement quantifiables. C'est pourquoi il paraît raisonnable de s'attacher au renouvellement de ce lot par des supernovae détectées avec les mêmes méthodes que celles utilisées par les recherches à grandes distances: la soustraction d'images CCD, pour laquelle l'efficacité de détection est quantifiable. EROS a entrepris une telle recherche, qui fait l'objet des chapitres suivants.

Chapitre 3

L'expérience EROS2 — Recherche de Supernovae

EROS¹, expérience qui débuta en 1990, a pour objectif essentiel la détection de matière noire Galactique sous forme d'astres compacts par effet de microlentille gravitationnelle. Dans sa première phase, EROS observa les étoiles des deux Nuages de Magellan avec un télescope de 1-m et des plaques photographiques, ainsi qu'un télescope de 40-cm et une caméra CCD. Les résultats obtenus permirent d'imposer une limite sévère à la fraction du halo composée d'astres de masse inférieure à quelques centièmes de masse solaire. Afin de contraindre plus précisément la masse des objets du halo dans le domaine des masses supérieures au centième de masse solaire, EROS a entrepris une nouvelle recherche, EROS2. Après avoir évoqué le contexte scientifique et les résultats d'EROS1, je décrirai le nouvel appareillage qu'utilise EROS2. À la recherche d'événements de microlentilles vers les deux Nuages de Magellan s'est ajoutée une étude similaire vers le bulbe Galactique, et une recherche directe par mouvement propre de naines blanches et rouges du Halo. Enfin, EROS2 consacre 10% de son temps à la détection de supernovae à des distances intermédiaires, projet dont je présenterai les motivations et la stratégie.

3.1 L'expérience EROS1

Nous présentons dans cette section une rapide évaluation de la quantité de matière noire baryonique présente à l'échelle de la Galaxie. Elle pourrait être constituée d'astres compacts, dont nous évoquons la détection par effet de microlentille en section 3.1.2. Nous résumons en section 3.1.3 les caractéristiques des deux expériences menées dans le cadre du projet EROS1. Les résultats d'EROS1 sont présentés en section 3.1.4.

3.1.1 La matière noire à l'échelle de la Galaxie

Comme nous l'avons évoqué au chapitre 2, la comparaison de la densité de matière baryonique de l'univers prédite par la nucléosynthèse primordiale ([Hogan, 1997]):

$$0.005 \leq \Omega_{bar} h^2 \leq 0.027$$

1. Pour Expérience de Recherche d'Objets Sombres.

à la densité de matière lumineuse déduite d'observations dans le domaine visible ([Fukugita et al., 1998]):

$$\Omega_{visible} h \sim 0.0025$$

implique qu'une partie de la matière baryonique pourrait être noire. Nous nous intéressons ici plus spécifiquement à la matière noire présente dans les galaxies.

A l'échelle des galaxies, la densité de matière dynamique est estimée à l'aide de leurs courbes de rotation. La relation entre les vitesses de rotation des composantes d'une galaxie spirale, comme les étoiles ou le gaz, et leurs positions galactocentriques R , reflète la distribution de la matière au sein de la galaxie étudiée.

Si la matière était concentrée dans la composante lumineuse de la galaxie, qui s'étend typiquement jusqu'à un rayon lumineux d'une quinzaine de kpc, la vitesse de rotation décroîtrait de manière képlérienne (en $1/R^{\frac{1}{2}}$) au-delà de ce rayon. Or, les courbes de rotation de la plupart des galaxies spirales restent plates bien au-delà de leur composante lumineuse, jusqu'à deux ou trois fois le rayon lumineux.

La distribution de la matière lumineuse dans la galaxie spirale NGC 3198 est présentée en figure 3.1a, ainsi que la courbe de rotation que l'on en déduit, en supposant un rapport masse-luminosité constant (figure 3.1b, trait plein). Elle est en désaccord avec la courbe de rotation expérimentale (figure 3.1b, en tirets), qui indique une vitesse circulaire constante loin du centre. Notre Galaxie n'échappe pas à la règle (figure 3.2).

Cette planéité implique une distribution de masse croissant proportionnellement à R . On la modélise à l'aide de plusieurs composantes: un disque, parfois un bulbe, auxquels on ajoute un halo sphérique de matière noire. Sur la figure 3.1b, il est indiqué en trait tireté.

Dans le cadre de cette modélisation, le rapport M/L est très supérieur à la valeur typique des étoiles. Ainsi, en attribuant au halo de matière noire de la galaxie NGC3198 un rayon maximal $R_{max} \sim 20h^{-1}$ kpc, on estime le rapport masse-luminosité à $M/L \sim 30h$. Cependant, le halo de matière noire pourrait s'étendre au-delà, ce qui augmenterait proportionnellement le rapport masse-luminosité. La densité $\Omega_{dyn-gal}$ déduite de ce nouveau rapport masse-luminosité est donc bien supérieure à Ω_{vis} , et devient comparable à la valeur de Ω_{bar} .

$$\Omega_{dyn-gal} \lesssim 0.05$$

L'hypothèse d'un halo Galactique de matière noire baryonique est ainsi justifiée. Ce halo serait constitué de gaz froid, ou d'astres compacts: résidus stellaires, étoiles brillant faiblement (naines rouges), ou pas du tout (naines brunes). Les masses des astres compacts sont comprises entre $10^{-7} M_{\odot}$ (limite d'évaporation d'une naine brune) et quelques masses solaires pour les résidus stellaires autres que les trous noirs.

L'expérience EROS s'est attachée à la recherche de ces astres compacts et sombres dans le halo de notre Galaxie.

3.1.2 La détection d'astres compacts par effet de microlentille

La mise en évidence directe des astres sombres est rendue difficile par leur faible luminosité. La gravitation fournit de nouveau un outil puissant en permettant la détection indirecte: l'effet de microlentille gravitationnelle. Par cet effet, les astres compacts du halo Galactique sont susceptibles de magnifier momentanément une étoile extragalactique.

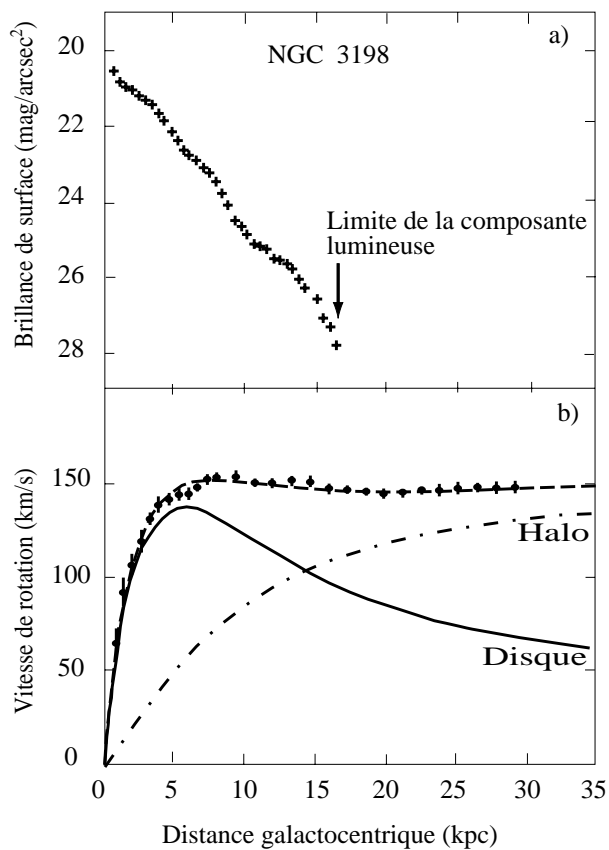


FIG. 3.1 – *Brillance de surface et courbes de rotation pour la galaxie NGC3198. La contribution du disque lumineux est en trait plein, celle du halo en trait tireté. Elles s'ajoutent en quadrature et s'accordent avec la courbe expérimentale en tirets. (d'après [Sancisi et van Albada, 1987])*

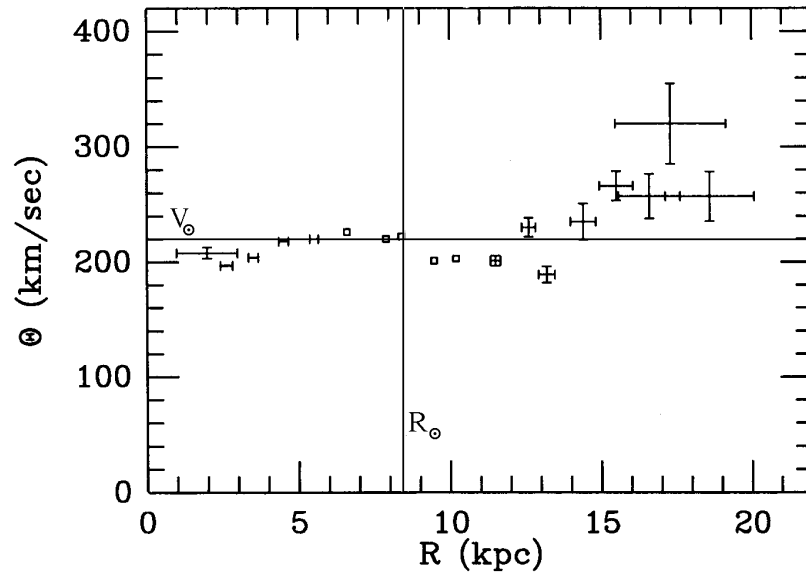


FIG. 3.2 – Courbe de rotation de la Voie Lactée. Les carrés indiquent une barre d'erreur plus petite que la taille du symbole. On a indiqué la valeur de la vitesse de rotation (220 km s^{-1}) à la position du soleil (8.5 kpc). (d'après[Fich et Tremaine , 1991])

L'effet de microlentille gravitationnelle

L'effet de lentille gravitationnelle se produit lorsque les rayons d'une source lumineuse S sont défléchis par la présence sur la ligne de visée (la droite joignant l'observateur O à la source S) d'un objet D , de masse M , appelé *défecteur*. Le déflecteur est supposé ponctuel. Le phénomène est décrit en figure 3.3, sur laquelle est indiqué le paramètre d'impact b , qui est la distance du déflecteur D à la ligne de visée OS . On obtient des images multiples de la source.

Si le système source-défecteur-observateur est aligné, les images multiples se rassemblent en un cercle, dont le rayon dans le plan du déflecteur est appelé *rayon d'Einstein* R_E . Il est lié aux distances relatives mises en jeu, et est proportionnel à la racine carrée de la masse du déflecteur, ainsi qu'à l'inverse de celle de la distance D_{OS} de la source à l'observateur:

$$R_E = \sqrt{\frac{4GM D_{OD} D_{DS}}{c^2 D_{OS}}}$$

Quand la masse du déflecteur est petite, comme pour un astre compact, les images multiples de la source ne sont pas résolues. En effet, si la source est une étoile extragalactique située à 60 kpc de l'observateur, et le déflecteur un astre compact de $0.1 M_\odot$ situé à 30 kpc, le rayon d'Einstein est de quelques unités astronomique, et l'angle sous lequel il est observé d'environ 10^{-4} secondes d'arc.

L'angle solide sous lequel l'étoile source est observée est cependant plus important qu'en l'absence du déflecteur: l'étoile vue par l'observateur s'en trouve magnifiée.

Soit u le rapport du paramètre d'impact au rayon d'Einstein:

$$u = \frac{b}{R_E}$$

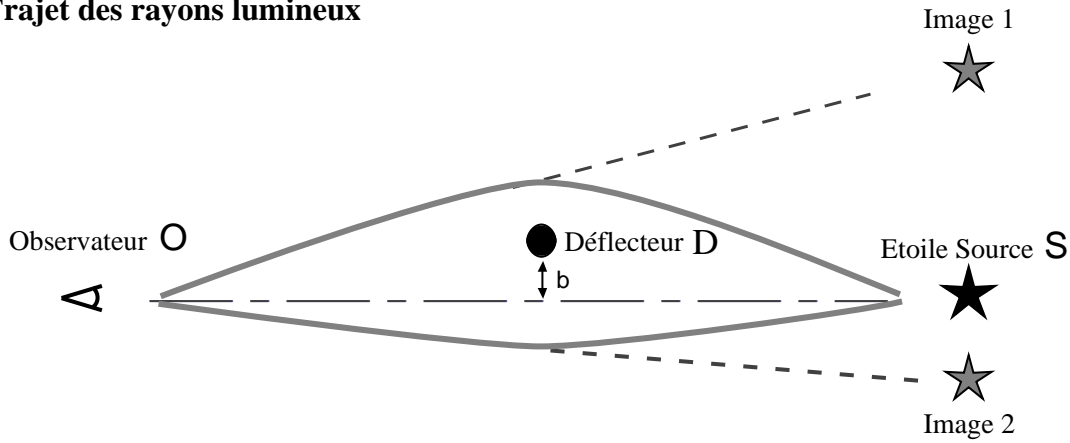
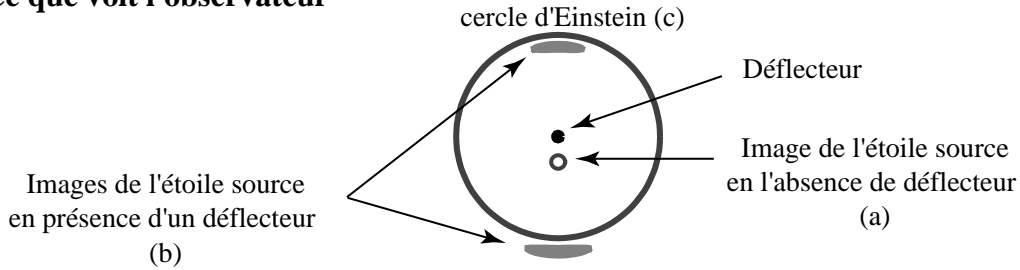
Trajet des rayons lumineux

Ce que voit l'observateur


FIG. 3.3 – Le phénomène de lentille gravitationnelle. En l'absence du déflecteur (cas a), l'observateur voit simplement la source. En présence d'un déflecteur (cas b), l'observateur voit deux images de la source, qui se rassemblent en un cercle (dit cercle d'Einstein) lorsque la source, le déflecteur et l'observateur sont alignés (cas c). (d'après [Aubourg and others, 1998])

Le coefficient de magnification de la source, appelé aussi par abus de langage *amplification*, ne dépend que de u [Einstein, 1936]:

$$A(u) = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}$$

On constate que cette formule diverge lorsque le système source-déflecteur-observateur est aligné: il faut prendre en compte dans ce cas la taille finie du déflecteur. Lorsque le déflecteur est situé à un rayon d'Einstein de la ligne de visée, l'amplification est de 134%. D'autre part, ce phénomène est purement gravitationnel, et affectera par conséquent de manière identique toutes les longueurs d'ondes: il est *achromatique*.

Nous avons ici décrit de manière statique le phénomène d'amplification d'une étoile source par un astre compact. Or, ces objets sombres sont en mouvement dans le halo. Ainsi, le paramètre $u(t)$ va varier au cours du temps, décroissant jusqu'à une valeur minimale $u(t_0) = u_0$ au fur et à mesure que le déflecteur se rapproche de la ligne de visée, puis augmentant à nouveau. Si on suppose la vitesse transverse à la ligne de visée du déflecteur v_{\perp} constante, la fonction $u(t)$ est symétrique par rapport à l'instant du maximum t_0 . L'amplification de l'étoile source dépend donc du temps. Elle est caractérisée par le pa-

ramètre u_0 et la vitesse transverse du défecteur v_{\perp} . Elle est maximum lorsque u est égal à u_0 , et *symétrique* par rapport à l'instant du maximum.

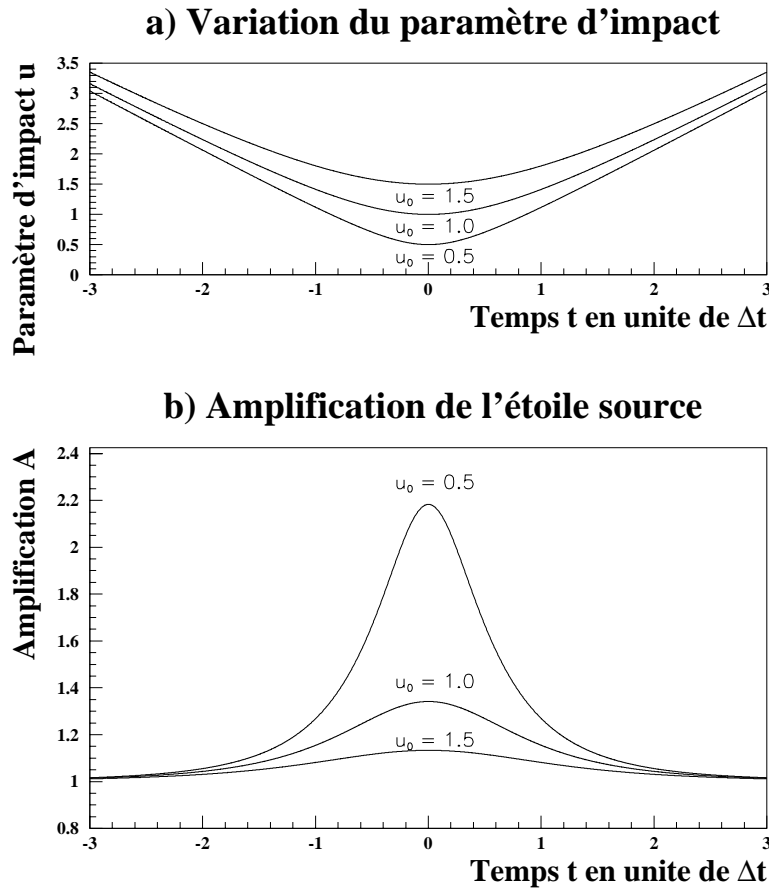


FIG. 3.4 – a) variation du paramètre d'impact pour différentes valeurs minimales u_0 . Le défecteur croise la ligne de visée à vitesse transverse constante. b) variation de l'amplification pour différentes valeurs minimales du paramètre d'impact u_0 . Plus le défecteur est proche de la ligne de visée, plus l'amplification est importante. L'échelle de temps est en unité de Δt .

On définit la durée d'amplification Δt par le temps mis par le défecteur pour parcourir un rayon d'Einstein:

$$\Delta t = \frac{R_E}{v_{\perp}} \propto \frac{\sqrt{M}}{v_{\perp}}$$

La figure 3.4 montre l'évolution de la courbe d'amplification en fonction du temps en unité de Δt . Remarquons que la durée du phénomène est proportionnelle à la racine carrée de la masse M du défecteur, ainsi qu'à l'inverse de sa vitesse transverse.

Il est maintenant nécessaire d'examiner la probabilité d'un tel événement, et sa dépendance en fonction de M . Pour cela, plaçons nous dans le cadre d'un modèle standard de halo sphérique et isotherme entièrement constitué d'astres compacts de masse M . La

densité de matière y est décrite par :

$$M(R) = \frac{v_{circ}^2}{G} R$$

et la distribution des vitesses des objets par une maxwellienne, dont le sigma est lié à la vitesse de rotation circulaire v_{circ} par [Binney et Tremaine , 1987]:

$$\sigma_{vitesse} = \frac{v_{circ}}{\sqrt{2}}$$

La vitesse circulaire est égale à 220 km s^{-1} , en accord avec la courbe de rotation de la Galaxie.

La profondeur optique τ , c'est-à-dire la probabilité de trouver un défecteur à un rayon d'Einstein de la ligne de visée d'une étoile source peut alors être déterminée sous ces hypothèses. Elle est extrêmement faible ([Paczynski, 1986]):

$$\tau \simeq 5.10^{-7}$$

Un tel événement est donc *rare*, et nécessite alors la surveillance de millions d'étoiles pendant plusieurs années au moins. Il est d'autre part très improbable qu'une étoile amplifiée le soit à l'avenir une seconde fois.

On en déduit la dépendance de taux d'événement attendu , en fonction de M :

$$, \propto \frac{\tau}{\Delta t} \propto \frac{1}{\sqrt{M}}$$

La signature d'un événement de microlentille gravitationnelle est donc une amplification *achromatique* et temporellement *symétrique* d'une étoile source. D'autre part, sa rareté impose un critère d'*unicité*: une étoile ne peut être amplifiée qu'une seule fois pendant la durée de l'expérience. Enfin, la durée de l'amplification est proportionnelle à la racine carrée de la masse du défecteur, et le nombre d'événements attendus à l'inverse de celle-ci. Ainsi, plus le défecteur est lourd, plus l'amplification de l'étoile source est longue. D'autre part, plus les défecteurs constituant le halo sont légers, plus le nombre d'événements attendus est important.

3.1.3 EROS1: deux expériences pour deux domaines de masse

En 1986, B. Paczynski proposa de surveiller les étoiles de deux galaxies satellites de la nôtre, les Nuages de Magellan [Paczynski, 1986]. Elle sont suffisamment proches pour que l'on puisse résoudre un grand nombre de leurs étoiles. La ligne de visée en leur direction traverse une grande partie du halo: le Grand Nuage de Magellan (LMC pour Large Magellanic Cloud) est à 52 kpc, et le Petit Nuage de Magellan (SMC pour Small Magellanic Cloud) est à 63 kpc. L'Observatoire Européen Austral (ESO) de La Silla (Chili) est particulièrement adapté à l'observation des Nuages.

Quelques valeurs du taux moyen d'événements attendu et de leur durée moyenne, correspondant à l'observation du LMC, sont présentées dans le tableau 3.1. L'étendue des valeurs de la durée et du taux d'événement attendu impose de procéder à deux expériences.

M	1 M _⊙	10 ⁻² M _⊙	10 ⁻⁴ M _⊙	10 ⁻⁷ M _⊙
Δt	2.5 mois	1 semaine	0.7 jour	2 heures
, (année ⁻¹ étoile ⁻¹)	~ 1.10 ⁻⁶	~ 1.10 ⁻⁵	~ 1.10 ⁻⁴	~ 1.10 ⁻³

TAB. 3.1 – *Quelques valeurs du taux moyen d'événement attendu et de leur durée moyenne pour des observations vers le LMC. Le taux indiqué est le nombre d'événements attendus par étoile surveillée pendant une année, en supposant une efficacité de 100% pour une amplification supérieure 34%. (d'après [Renault, 1996])*

Pour la recherche de déflecteurs de grande masse (1.10⁻⁴ à 1. M_⊙), donc d'amplification de longue durée, le faible taux d'événement impose la mesure à une fréquence relativement faible (deux fois par nuit) d'un grand nombre d'étoiles (plusieurs millions). De septembre 1990 à avril 1994, huit millions d'étoiles du LMC ont ainsi été surveillées au télescope de Schmidt de 1m de La Silla. L'utilisation de plaques photographiques a permis d'observer un champ total de 27 degrés carrés².

En revanche, la détection de microlentilles causées par des déflecteurs de petite masse (de 1.10⁻⁷ à 1.10⁻³ M_⊙), donc de courte durée, nécessite un très bon échantillonnage en temps, ce qui imposa l'utilisation d'un télescope de 40 cm dédié installé sur la monture du GPO (Grand Prisme Objectif) à La Silla. En contrepartie, le taux d'événement important permet de restreindre le nombre d'étoiles sources surveillées. Les deux Nuages de Magellan furent observés à l'aide d'une caméra composée d'une mosaïque de 16 CCD 579 × 400 pixels couvrant un champ de 0.5 degré carré ([Arnaud et al., 1994a] et [Arnaud et al., 1994b])³.

3.1.4 Résultats d'EROS1

Deux événements compatibles avec un effet de microlentille gravitationnelle furent détectés par l'expérience plaques ([Aubourg et al., 1993]). En supposant que les déflecteurs impliqués appartiennent à notre halo⁴, on estime leur masse à 0.15 M_⊙, à un facteur 3 près. Des études complémentaires de photométrie mirent en évidence une variation intrinsèque du deuxième candidat, caractéristique d'une binaire à éclipse ([Ansari et al., 1995]). Cette découverte n'élimine cependant pas ce candidat.

Aucun événement ne fut détecté par l'expérience CCD, alors qu'on en attendait plus d'une dizaine dans le cas où le halo aurait été entièrement formé d'objets de petite masse.

Ces deux résultats permettent de déterminer la fraction maximale du halo composée d'astres compacts de masse comprise entre 10⁻⁷ et 1 M_⊙. Cette étude est présentée en détail dans [Renault, 1996] et [Renault et al., 1997]. La limite dans le domaine des petites masses est particulièrement sévère. Le diagramme d'exclusion à 95% de niveau de confiance, pour un halo standard, et un nombre d'événements détectés de 0, 1 ou 2, est présenté en figure 3.5.

L'utilité de la recherche de microlentilles gravitationnelles pour l'étude du halo est maintenant établie. Le succès d'EROS 1 réside dans les limites sévères obtenues pour les

2. L'analyse de l'expérience "EROS-plaques de Schmidt" est décrite en détail dans [Laurent, 1995].

3. L'analyse de l'expérience "EROS-ccd" est décrite en détail dans [Renault, 1996]

4. Ils pourraient appartenir au Grand Nuage de Magellan.

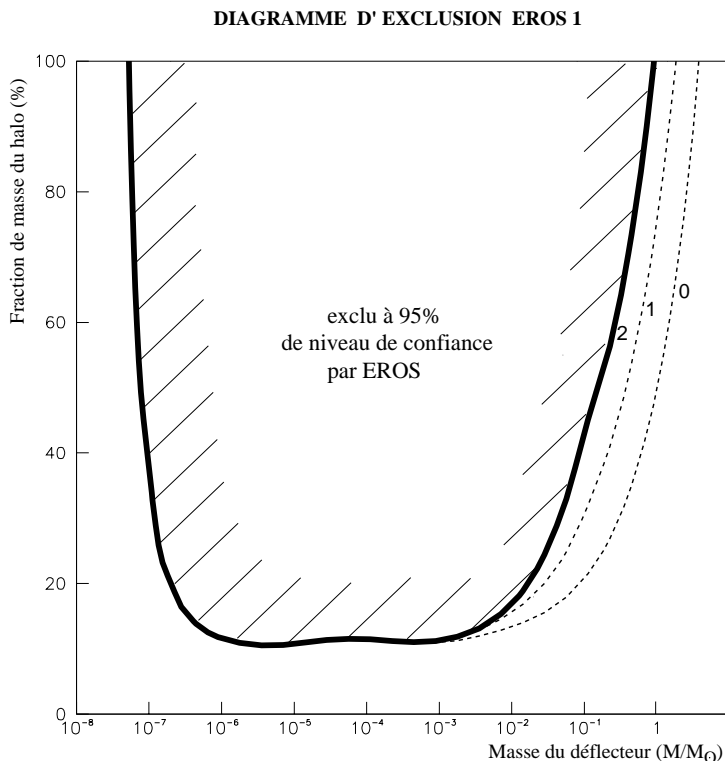


FIG. 3.5 – *Diagramme d'exclusion à 95% de niveau de confiance pour un modèle de halo standard isotherme constitué d'objets de même masse et un nombre d'événements détectés de 0, 1 ou 2. La masse des objets du halo en unité de masse solaire est en abscisse. En ordonnée est indiquée la fraction maximale de halo composée de tels objets. Le diagramme est obtenu en utilisant les données EROS 1 des expériences plaques de Schmidt et CCD. (d'après [Renault et al., 1997])*

petites masses, qui excluent que des objets plus légers que $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ constituent plus de 10% de la masse du halo de matière noire.

La détection par une expérience concurrente, menée par le groupe MACHO⁵, de six autres événements de microlentilles indiquant la présence de déflecteurs de grande masse ($\sim 0.5 M_{\odot}$) a permis d'estimer que $\sim 50\%$ du halo pourrait être constitué d'astres compacts de $\sim 0.5 M_{\odot}$ ([Alcock et al., 1997]). De part la faible statistique mise en jeu, ces résultats sont compatibles avec le diagramme d'exclusion de EROS1 ainsi qu'avec les deux candidats observés sur plaques photographiques.

Pour contraindre plus précisément la masse des objets du halo, mais aussi la forme de ce dernier, il est nécessaire d'augmenter le nombre d'événements détectés. C'est pourquoi EROS a commencé une nouvelle recherche de microlentilles adaptée au domaine des grandes masses.

5. Acronyme pour Massive Astronomical Compact Halo Object.

3.2 L'expérience EROS2

Avec un nouvel appareillage — un télescope dédié et une caméra CCD grand champ — le projet EROS2 observe les Nuages de Magellan, mais aussi le centre et les bras spiraux de notre Galaxie. Plusieurs événements ont déjà été détectés. EROS2 consacre aussi une partie de son temps d'observation à des projets supplémentaires, présentés rapidement dans la section 3.2.2.

3.2.1 Montage expérimental d'EROS2

EROS2 bénéficie d'un appareillage entièrement nouveau, adapté à la prise de données massive. A la caméra CCD grand champ et au télescope dédié s'ajoutent un système de pointage automatique ainsi qu'une lecture électronique et une réduction informatique rapides des données, qui permettent de collecter — et gérer — une grande quantité de données par nuit d'observation.

L'optique du télescope Marly

L'expérience EROS est montée sur le site de l'Observatoire Européen Austral (ESO) à La Silla, Chili. Cet observatoire bénéficie d'un bon seeing (paramètre qui mesure l'étalement de la tache lumineuse des étoiles causé par l'atmosphère). Les conditions climatiques y sont excellentes (300 jours utilisables par an⁶).

EROS utilise un télescope Ritchey-Chrétien de 1m, le Marly, monté dans la coupole du GPO⁷. Construit par l'Observatoire de Marseille et l'Observatoire de Lyon, le Marly est prêté par l'Observatoire de Haute-Provence (OHP) pour toute la durée de l'expérience. Sa mécanique a été conçue par l'OHP.

Pour obtenir un grand champ, le rapport focale sur ouverture d'origine a été diminué de F/8 à F/5. La profondeur de champ est de 100 μm . L'obtention d'un grand champ a pour contrepartie une variation de la forme de l'image d'une même étoile, selon qu'elle est obtenue sur le bord du champ ou au centre du champ. Nous évoquerons ce problème plus en détail dans le chapitre 4. D'autre part, pour un même éclaircissement, la quantité de lumière reçue est moindre sur le bord du champ qu'au centre : c'est l'effet de vignettage. Le gradient ainsi obtenu est compensé à la réduction de l'image (voir le paragraphe sur l'acquisition), mais la diminution de la photo-statistique ne peut être corrigée.

La figure 3.6 présente l'appareillage optique.

Pour permettre la prise de poses simultanées en deux couleurs, le faisceau incident est séparé en deux voies par un filtre dichroïque. La bande passante du filtre est de [400 nm ; 700 nm] pour la voie "bleue", centrée à $\lambda_B = 570$ nm, et de [600 nm ; 900 nm] pour la voie "rouge", centrée à $\lambda_R = 755$ nm.

La transmission normalisée du filtre dichroïque dans les deux voies est indiquée en figure 3.7, ainsi que celles de quelques filtres standards, pour comparaison. Les bandes passantes des filtres EROS sont bien plus larges que celles des filtres standard, car la recherche de microlentilles nécessite d'obtenir le plus de flux possible dans deux couleurs différentes. Le filtre dichroïque est appliqué sur la diagonale d'un cube de verre optique de

6. En dehors des périodes de passage du courant marin El Niño.

7. Grand Prisme Objectif.

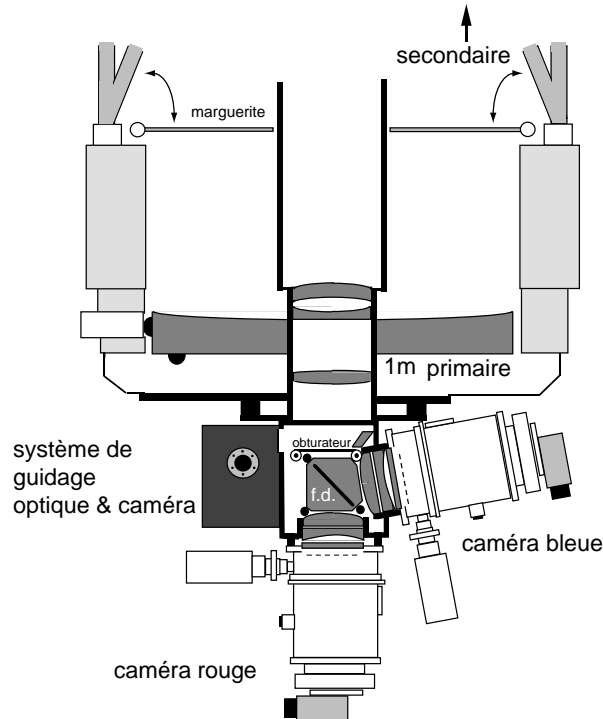


FIG. 3.6 – Schéma de l'appareillage optique. Le miroir secondaire n'est pas représenté. Sont indiqués la marguerite fermant le télescope, le miroir primaire, le système de guidage, l'obturateur devant le filtre dichroïque (f.d.). Ce dernier divise le faisceau incident en deux voies bleue et rouge. Chaque plan focal est équipé d'une caméra (caméra bleue et caméra rouge). (d'après [Bauer, 1997] et [Palanque-Delabrouille, 1997])

10 kg. Devant le filtre dichroïque, un obturateur grand champ conçu spécialement permet une illumination uniforme des plan focaux des voies rouge et bleue. Il est constitué d'un rideau métallique revêtu de Teflon et percé d'une ouverture de $180 \text{ mm} \times 720 \text{ mm}$, qui s'enroule sur deux tiges de part et d'autre du filtre. Le sens de déroulement et l'accélération de l'obturateur sont les mêmes lors d'une ouverture et d'une fermeture consécutives, ce qui garantit une illumination uniforme. Le temps caractéristique d'obturation est de 0.5 secondes.

Une fraction du faisceau incident est déviée vers le système de guidage⁸ par un petit miroir placé devant l'obturateur. Le champ de la caméra de guidage, elle-même équipée d'un CCD 1536×1024 pixels, couvre $15 \text{ minutes d'arc} \times 15 \text{ arcminutes}$ du ciel et il est situé à 0.7 degré ouest du centre du champ principal. Le système de guidage est muni de son propre obturateur. Le programme de guidage sélectionne une étoile guide et la suit par clichés de ~ 1 seconde, à partir desquels les corrections en déplacement à appliquer sont déduites.

8. Le système de guidage est décrit en détail dans la thèse de Bruno Mansoux [Mansoux, 1997].

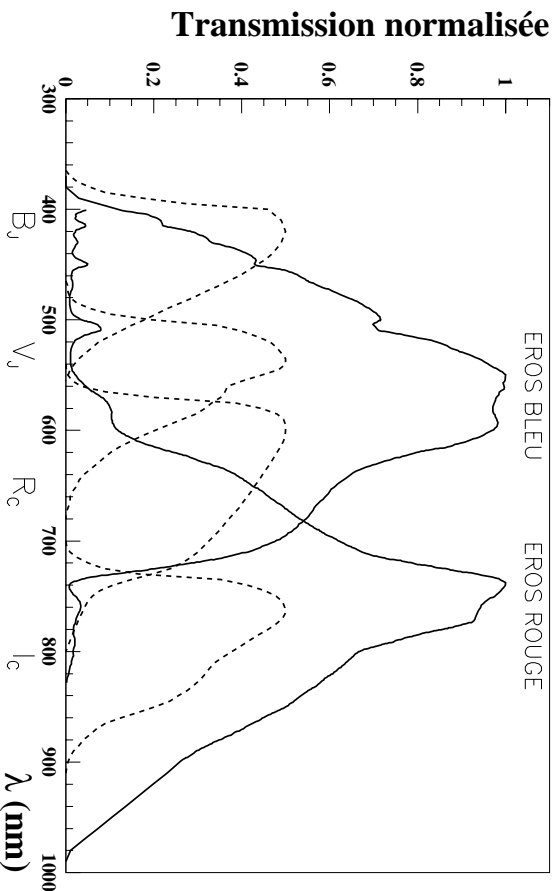


FIG. 3.7 – Transmission normalisée des filtre EROS bleu et rouge. Pour comparaison, on a indiqué la transmission, réduite d'un facteur arbitraire, des filtres standards B Johnson (B_j), V Johnson (V_j), R Cousins (R_c) et I Cousins (I_c). Elle a été calculée à partir de la transmission du filtre dichroïque mesurée à incidence nulle, de la transmission théorique des CCD, et des caractéristiques mesurées de l'optique. ([Bauer, 1997])

Les caméras CCD

Chaque plan focal est équipé d'une caméra CCD grand champ. Ces caméras, conçues et fabriquées au Service d'Etude des Détecteurs ainsi qu'au Service d'Instrumentation Générale du CEA-Saclay, sont composées d'une mosaïque de 2×4 CCD Loral2k3eb de 2048×2048 pixels, aboutables sur trois côtés. Ces CCD possèdent deux registres de sortie bas-bruit. Cette configuration permet de les lire sur l'une ou l'autre sortie, ou d'utiliser, comme ce fut le cas, un CCD dont une seule sortie est disponible.

La taille du pixel est de $15 \mu\text{m}$, soit $0.6''$ du ciel. Une caméra correspond à une surface de 0.7×1.4 degrés carrés du ciel. La figure 3.8 présente la caméra de la voie bleue, montée dans son cryostat. Les huit CCD d'une caméra sont lus en un temps très court de 50 secondes.

Le contrat avec LORAL, établi en 1994, prévoyait la production et le test à chaud d'un lot de 80 CCD, ainsi que le découpage par le Stewart Observatory de l'université d'Arizona. Après une attente de deux ans, le nombre de CCD livrés fut suffisant pour construire les deux caméras, ce qui retarda l'expérience d'un laps de temps équivalent.

Les CCD sélectionnés présentent des défauts courants : colonnes mortes ou brillantes, défaut de surfacage, groupe de pixels défectueux. Quelques CCD souffrent d'un problème

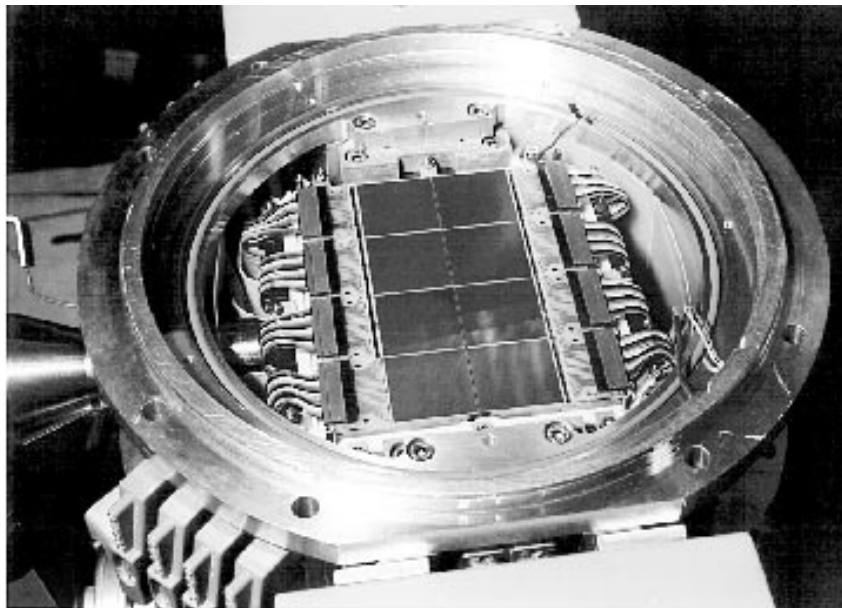


FIG. 3.8 – La caméra bleue montée dans son cryostat. Sa surface est de $6.2\text{ cm} \times 12.4\text{ cm}$.

d'efficacité de transfert de charge (CTE⁹) et 3 CCD ont une faille horizontale de quelques centaines de pixels au-delà de laquelle la CTE est très mauvaise. Ce défaut put être minimisé par un réglage soigneux des tensions appliquées aux CCD. Enfin, certains CCD possèdent des pixels photo-émetteurs (LEP¹⁰) qui illuminent le CCD aux alentours. La saturation locale est atteinte en 20 minutes. Les CCD possédant des LEP sont tous sur la caméra de la voie rouge.

Les photons incidents créent dans le substrat des paires électron-trou. L'efficacité quantique QE est le quotient du nombre d'électrons N_{e^-} piégés par pixel et par seconde, par le nombre de photons incidents N_γ par pixel et par seconde. Elle dépend de la longueur d'onde λ des photons.

$$QE_\lambda = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma}$$

Le signal en électrons est alors amplifié, et converti en tension. A la contribution des photo-électrons s'ajoute une tension constante O appelée piédestal, ou offset, et un signal dû à la création thermique de paires électron-trou. Ce dernier est minimisé en maintenant les CCD à 180K. La tension est lue et convertie en unités numériques ADU (pour Analog Digital Unit) par un ADC (Analog to Digital Convertor). Le gain g est le coefficient de proportionnalité entre le nombre de photo-électrons N_{e^-} et le signal numérique. Ainsi, le signal obtenu est:

$$s_{(ADU)} = \frac{1}{g} N_{e^-} + O_{(ADU)}$$

Un étape de la réduction du signal consiste à en soustraire un piédestal moyen, mesuré

9. Pour Charge Transfer Efficiency.

10. Pour Light Emitting Pixel.

pour chaque CCD en l'absence d'éclairement (on parle alors d'*obscurité*):

$$S_{\text{réd.}(ADU)} = s_{(ADU)} - O_{\text{moy.}(ADU)} = \frac{1}{g} N_{e^-}$$

Le bruit provient de deux sources. Le bruit des électrons σ_{e^-} est poissonnien :

$$\sigma_{e^-}^2 = \langle N_{e^-} \rangle$$

Le bruit sur le piédestal est appelé bruit de lecture (RON¹¹), noté $\sigma_{RON(ADU)}$. Ces deux bruits ne sont pas corrélés et s'ajoutent en quadrature. Ainsi, le bruit sur le signal réduit s'écrit¹² :

$$\sigma_{(ADU)}^2 = \frac{1}{g^2} \langle N_{e^-} \rangle + \sigma_{RON(ADU)}^2$$

Il s'exprime en fonction du signal réduit :

$$\sigma_{(ADU)}^2 = \frac{1}{g} S_{\text{réd.}(ADU)} + \sigma_{RON(ADU)}^2 \quad (3.1)$$

Cette dernière relation permet de déterminer pour chaque CCD le gain ainsi que le bruit de lecture, en mesurant le signal et le bruit du signal pour plusieurs éclaircissements. Les différentes caractéristiques des CCD des deux caméras sont présentées dans le tableau 3.2. Une fois les tests achevés, les CCD sont collés sur des plaquettes de saphir, afin que les surfaces supérieures de chaque CCD soient parallèles. Les CCD sont ensuite assemblés en mosaïque. La planéité de la mosaïque de CCD est réalisée à 10 μm , ce qui est bien inférieur à la profondeur de champ (100 μm). L'intervalle entre deux puces consécutives est de l'ordre de 0.5 mm. L'orientation des caméras et la dénomination des CCD sont indiquées en figure 3.9. Une image des mosaïques obtenue pour un éclaircissement uniforme est présentée en figure 3.10. On y observe l'effet de vignettage décrit précédemment.

Cryogénie

L'existence d'un courant dit d'obscurité, dû à la création thermique de paires électron-trou, oblige à refroidir les CCD à 180 K. L'utilisation de l'azote liquide nécessiterait un appareillage trop encombrant, et le renouvellement quotidien de l'azote liquide est contraignant. Un système cryogénique sans azote liquide a été étudié et réalisé au DAPNIA. Il est présenté en figure 3.11. Il comprend un cylindre de 15 kg d'aluminium pur, qui joue le rôle de capacité thermique, en contact par une résistance thermique variable avec un bloc de cuivre de 1 kg, sur lequel une plaque de céramique portant les CCD est fixée. Pendant le jour, une tête froide alimentée en hélium sous pression refroidit le bloc d'aluminium à 50 K. Pendant les observations nocturnes, la tête froide peut être déconnectée afin d'éviter les vibrations. La régulation du flux de chaleur du bloc de cuivre portant les CCD vers le bloc d'aluminium est assurée par une résistance variable. Elle est constituée d'une mâchoire dont la partie fixe est en contact constant avec le bloc de cuivre par l'intermédiaire de tresses de cuivres. La partie mobile de la mâchoire permet un contact réglable avec le

11. Pour Read Out Noise.

12. La soustraction du piédestal n'ajoute pas du bruit supplémentaire, puisqu'il est moyenné sur un grand nombre de mesures.

N°CCD	RON (ADU)	gain (ϵ^-/ADU)	saturation (ADU)	piédestal ou offset (ADU)
R0	6.5	1.70	44000	4750
R1	8.7	1.91	55000	4670
R2			CCD	mort
R3	6.4	1.85	45000	5030
R4	6.6	1.70	48000	3360
R5	6.4	1.66	53000	6690
R6	6.4	1.99	38000	5740
R7	6.7	1.82	50000	5360
B0	6.0	1.63	35000	5750
B1	7.4	2.00	33000	4620
B2	6.1	1.67	54000	4900
B3	5.9	1.69	44000	5130
B4	6.1	1.78	44000	4950
B5	6.3	1.89	42000	4140
B6	6.2	1.84	40000	5330
B7	6.7	1.78	56000	5650

TAB. 3.2 – *Quelques caractéristiques des CCD utilisés pour les deux mosaïques. La saturation est la valeur maximale du signal en ADU au-delà de laquelle la réponse du CCD n'est plus linéaire. Le CCD R2 est mort à son arrivée au Chili.*

bloc d'aluminium par 900 tresses de cuivre flexibles. L'ouverture plus ou moins grande de la mâchoire fait varier la surface de contact, donc l'échange de chaleur, entre le bloc d'aluminium et le bloc de cuivre. Ainsi, la température des CCD reste constante à 0.1 K près. L'autonomie en froid est de 12 h environ.

Un vide de 10^{-5} hPa règne dans le cryostat. Des pastilles de zéolite, en piégeant les molécules, assurent la longévité du vide.

Acquisition des données

L'acquisition des données, c'est-à-dire le réglage des tensions des CCD, le transfert des données, leur codage en format FITS et leur réduction est effectuée en ligne à La Silla. Elle est séparée en deux chaînes de traitement identiques pour chaque couleur. Ces deux chaînes doivent être la plupart du temps synchronisées: la chaîne de traitement des données de la voie rouge est la chaîne maîtresse. Un schéma d'ensemble est présenté en figure 3.12. Le flot de données est en moyenne d'environ 6 à 7 Go par nuit, ce qui correspond à l'observation de quelque cinquante champs. Pour chaque chaîne, les tensions de lecture des CCD sont contrôlées par un DSP¹³ qui commande les 8 cartes driver reliées par un câble blindé aux 8 CCD de la caméra. Le signal provenant des sortie des CCD est transmis par le DSP à une station VME¹⁴ par l'intermédiaire d'une fibre optique de 50m. Sur la carte

13. Pour Digital Signal Processor.

14. Pour Versa Module Europe.

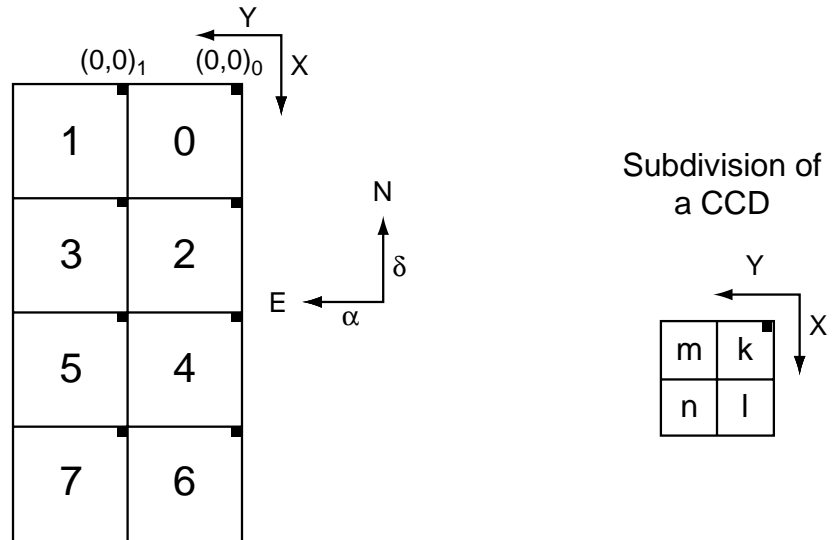


FIG. 3.9 – Orientation d’une mosaïque sur le ciel: le grand axe est confondu avec l’axe δ Nord–Sud des déclinaisons. Les CCD sont numérotés de 0 à 7.

CPU du VME est installé le logiciel CATI¹⁵. CATI contrôle entièrement ce premier niveau d’acquisition qui s’achève avec le transfert des images sous format FITS via Ethernet vers deux stations d’acquisition Alpha “rouge” et “bleue”. Chaque image FITS correspond à un CCD, c’est-à-dire qu’un cliché complet d’un champ correspond à 2×8 images FITS de 8.4 Mo chacune, soit 134.4 Mo. En particulier, sur la voie maîtresse, CATI assure le contact avec l’automate de cryogénie, l’obturateur (commun aux deux voies), le PC de guidage, et permet le déplacement des parties mobiles du télescope, comme le miroir secondaire pour la focalisation. L’acquisition de premier niveau des données des 8 CCD des caméras bleue et rouge (soit 130 Mo) se déroule en 3 minutes, pendant lesquelles il est possible de commencer l’exposition suivante.

Le second niveau d’acquisition s’effectue sur deux stations Alpha 600/275 (`dapax17` pour la voie bleue et `dapax19` pour la voie rouge), possédant chacune 50 Go de disque. Elle commence en même temps que la prise de données et s’achève dans la journée qui suit. Tout d’abord, la qualité des images, qui à ce stade de l’acquisition, sont appelées images *brutes*, est évaluée. Ainsi, le fond de ciel, une estimation du seeing, la position de défauts importants du CCD comme les colonnes mortes ou chaudes sont déterminés. Pour plus de renseignement, on pourra consulter [Palanque-Delabrouille, 1997]. Les images sont ensuite *réduites*. On soustrait le piédestal O défini précédemment, obtenu en moyennant plusieurs images prises sans éclaircissement. Puis on corrige le vignettage en divisant par une image appelée *flat field*, obtenue en moyennant plusieurs images prises avec un éclaircissement uniforme, et dont on a soustrait bien sûr le piédestal (voir figure 3.10). On multiplie alors par la valeur moyenne sur tous les pixels de l’image “flat field”, afin de conserver la dynamique de l’image. Le signal réduit S_{red} s’exprime en fonction du piédestal O et du

15. Pour Calibration, Acquisition et Traitement d’Images.



FIG. 3.10 – La mosaïque bleue (à gauche) et la mosaïque rouge (à droite) telles qu'elles sont orientées sur le ciel. Les positions des CCD correspondent au schéma de la figure 3.9. Ces images, obtenues pour un éclairage uniforme, mettent en évidence l'effet de vignettage. On remarque les défauts des CCD : colonnes mortes, problème de CTE du CCD Bleu 7, de LEP pour les CCD Rouge 0 et 1. On constate aussi que le CCD Rouge 2 est mort. Les taches ovales plus claires ont été laissées par la ventouse ayant servi à positionner les CCD. Elles n'affectent aucunement la qualité de l'image.

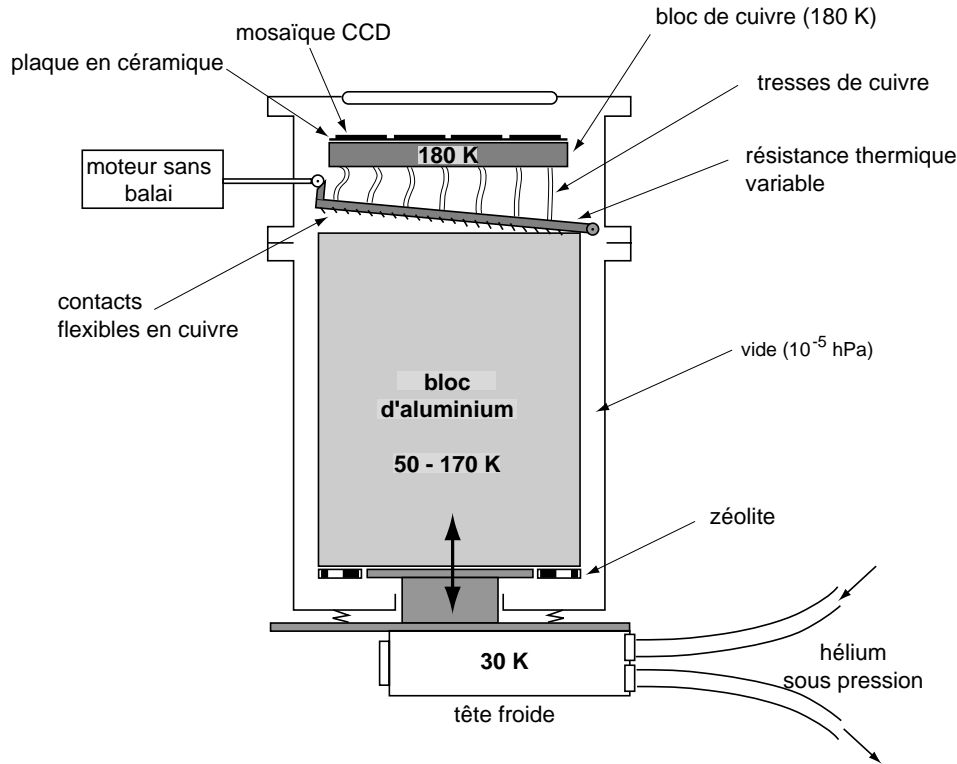


FIG. 3.11 – Schéma du système cryogénique. (d’après [Bauer, 1997] et [Palanque-Delabrouille, 1997])

flat field FF :

$$S_{\text{réd.}(ADU)} = \frac{s(ADU) - O_{\text{moy.}}}{FF_{\text{moy.}} - O_{\text{moy.}}} \times \langle FF_{\text{moy.}} - O_{\text{moy.}} \rangle_{\text{pixels}} \quad (3.2)$$

Le bruit est toujours défini par l’équation 3.1, puisqu’on a multiplié et divisé le signal par des valeurs moyennées, dont le bruit est supposé négligeable. L’image réduite est parfois constituée de l’addition de deux images brutes de même temps de pose t , obtenues sans dépointage du télescope. Elle est alors équivalente à une image obtenue avec une seule image brute de temps de pose $2 \times t$, qui a subi toutefois deux fois le bruit de lecture. Les deux images brutes, appelées images *fractionnées*, serviront à la détection et la réjection des rayons cosmiques. Les informations sur l’image brute (nom, qualité, temps de pose etc.), le piédestal, le flat field utilisés lors de la réduction sont inscrites dans l’en-tête FITS de l’image réduite. Les images brutes et réduites sont stockées pendant la nuit sur les disques des machines d’acquisition puis archivées dans la journée qui suit sur bandes magnétiques DLT. Les bandes DLT contenant les images réduites sont envoyées au Centre de Calcul à Lyon, le CCIN²P³ ¹⁶.

La base de données ORACLE des images EROS est mise à jour automatiquement lors de la réduction. Elle est implantée sur une troisième station Alpha 400/225 (*dapax18*), munie d’un disque de 30 Go. Les programmes de détection en ligne (“triggers”) d’événement de microlentilles et d’apparition de supernovae sont installés sur cette machine. Les deux

16. Pour Centre de Calcul de l’Institut National de Physique des Particules et de Physique Nucléaire.

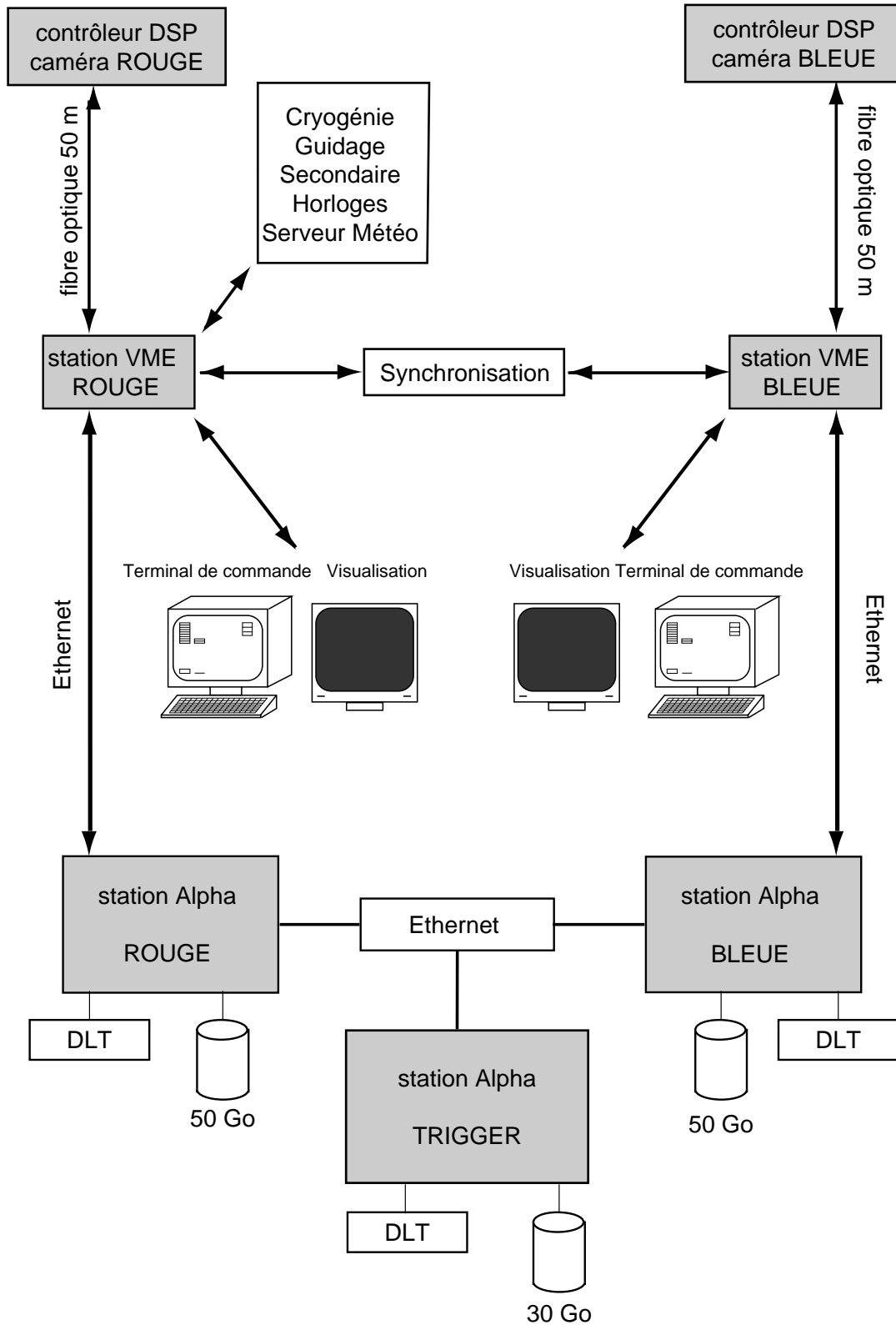


FIG. 3.12 – Schéma de l'acquisition des données.

stations Alpha d'acquisition bleue et rouge et la station de "trigger" sont reliées par Ethernet.

L'organisation du système de détection en ligne d'apparition de supernovae sera décrite au chapitre 4.

3.2.2 Les projets scientifiques d'EROS2

La détection de microlentilles est le projet principal d'EROS2: l'observation dans ce but des deux Nuages de Magellan, des bras spiraux et du centre Galactiques occupe 80% du temps de télescope. Plusieurs candidats microlentilles ont déjà été détectés.

Les données sur les Nuages permettent aussi d'y rechercher et d'y étudier les populations d'étoiles variables, comme les céphéides. Cette étude conduit à la mise en évidence d'une brisure de pente à courte période dans la relation-période luminosité, et à une estimation de la profondeur du Grand Nuage de Magellan.

Les 20% du temps de télescope restant, qui coïncident en partie avec la période de mauvaise visibilité de ces dernières cibles, sont dédiés à deux projets qui s'ajoutent naturellement au projet principal: une recherche de naines blanches et rouges par mouvement propre et une recherche de supernovae à distance intermédiaire.

Nous détaillerons ce dernier projet, objet de cette thèse, dans la section suivante.

Recherche de microlentilles : sonder le halo et le disque de la Galaxie

EROS2 se consacre principalement à la recherche d'événements de microlentille causés par des défecteurs de masse supérieure à $10^{-2} M_{\odot}$. Surveiller les étoiles du Petit et du Grand Nuage de Magellan permet de sonder le halo Galactique sous deux lignes de visée différentes, et ainsi d'en étudier la forme. En revanche, l'observation des régions de haute densité d'étoiles du centre et des bras spiraux Galactiques permet la détection d'événements causés par des défecteurs appartenant au disque Galactique.

Ainsi, 88 degrés carrés du LMC et 10 degrés carrés du SMC ont été observés à raison d'une mesure tous les trois jours, pendant les périodes de visibilité qui s'étendent de juillet à mai pour le LMC et de mai à février pour le SMC. La surface couverte est donc près de trois fois plus importante qu'elle ne l'était pour l'expérience EROS1-plaques. L'analyse des données du SMC ([Palanque-Delabrouille, 1997]) a permis d'isoler, parmi cinq millions d'étoiles suivies pendant la saison 1996-1997, un candidat microlentille, co-découvert avec le groupe MACHO (figure 3.13). La courbe de lumière présente de surcroît une variation sinusoïdale de 2.5% d'amplitude et de période 5.12 jours. Avec un seul événement, causé par un défecteur du halo, on en déduit que ce dernier pourrait être constitué pour moitié de tels objets. Dans le cadre de cette hypothèse, la masse la plus probable du défecteur serait de $M = 2.6^{+8.2}_{-2.3} M_{\odot}$, ce qui paraît bien élevé. Il est aussi possible d'envisager l'appartenance du défecteur au SMC, ce qui réduit l'estimation de sa masse à $0.1 M_{\odot}$, et expliquerait aussi l'absence d'effet de parallaxe dû au mouvement de la Terre pendant la durée de l'amplification (une centaine de jours). Ces résultats sont présentés en détail dans [Palanque-Delabrouille et al., 1998]. L'analyse des données vers le LMC (30 millions d'étoiles), pour lequel on attend quelques dizaines d'événements, est en cours ([Lasserre, 2000]). Vers le Centre Galactique et les bras spiraux, les champs ont été choisis visuellement par leur brillance de surface, afin de maximiser la densité d'étoiles

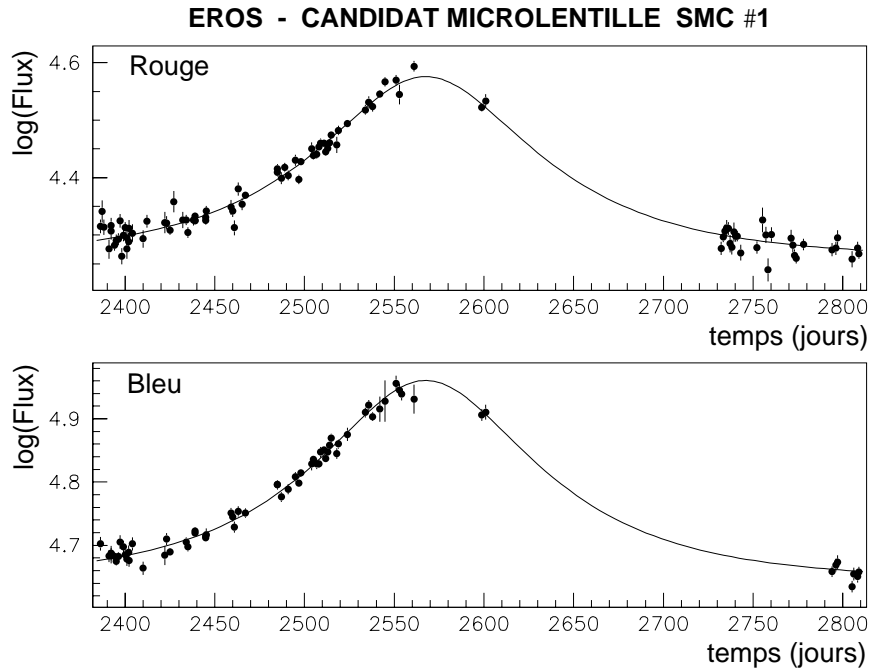


FIG. 3.13 — *Candidat microlentille SMC#1. On a indiqué la courbe correspondant à un événement de microlentille standard, d’amplification maximale de 2.1 et de durée caractéristique (temps de traversée d’un rayon d’Einstein) de 104 jours ([Palanque-Delabrouille et al., 1998]).*

et de minimiser l’extinction. Il est prévu de se restreindre dans le Centre Galactique aux seules étoiles de type géante rouge, ce qui représente six millions d’étoiles distribuées sur un champ total de 80 degrés carrés. La connaissance de la position de ces étoiles cibles — dans le bulbe Galactique — facilite le calcul d’une profondeur optique. Les géantes rouges sont des étoiles très lumineuses, donc de photométrie aisée, et leur grande surface permettrait la détection d’événements de microlentille pour lesquels la taille de la source n’est plus négligeable par rapport au rayon d’Einstein (événements dit de taille finie). Une statistique importante d’événements (on attend une cinquantaine d’événements par an) permettrait de contraindre la forme du bulbe Galactique (présence d’une barre). Pour plus de renseignements, on pourra consulter [Afonso, 1999]. Vers trois bras spiraux de la Galaxie, 29 degrés carrés, soit 10 millions d’étoiles analysables, sont suivis depuis juillet 1996. La distance des étoiles cibles a été estimée à quelques kpc ([Mansoux, 1997]) et l’analyse des courbes de lumière ([Derue, 2000]) a déjà permis l’identification de 3 événements microlentilles potentiels dont un est montré en figure 3.14. Les champs du Centre Galactique et des bras spiraux sont observés de février à octobre.

Recherche de Céphéides dans les deux Nuages de Magellan

La production de millions de courbes de lumière permet aussi la recherche d’étoiles variables. Parmi elles, les céphéides sont utilisées comme indicateur de distance primaire (voir chapitre 2, section 2.1.5). Rappelons que la période P de la variation lumineuse, la

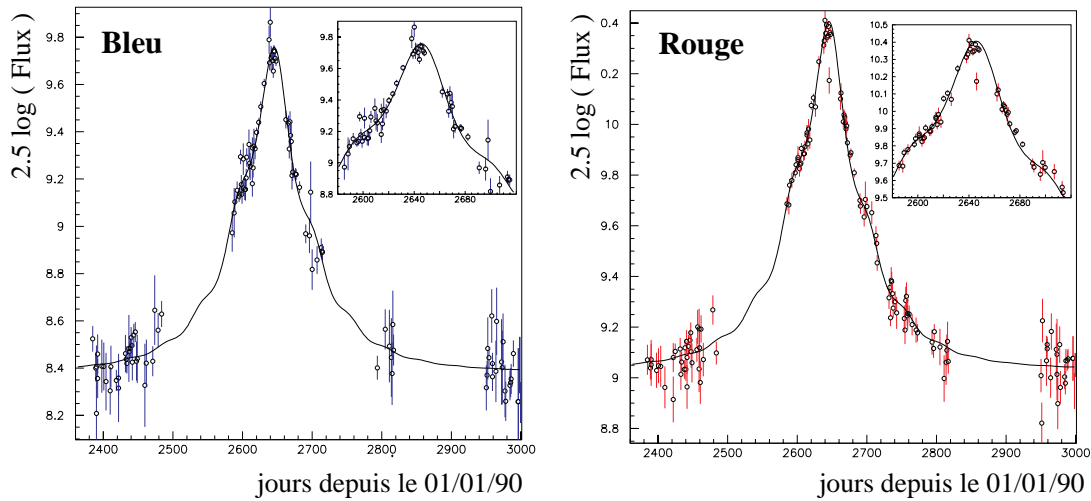


FIG. 3.14 – *Candidat microlentille Bras Spiraux#1. On a indiqué la courbe ajustée d'un événement de microlentille correspondant à une source binaire, de période 50 jours. L'amplification maximale est de 4.1 et la durée caractéristique (temps de traversée d'un rayon d'Einstein) de 98 jours. Un agrandissement autour du maximum d'amplification est présenté en encadré.*

magnitude absolue M_V (mesure logarithmique de la luminosité) et la couleur $(B - V)_0$ d'une céphéide sont reliées par la relation P-L-C :

$$M_V = \alpha + \beta \log 10(P) + \gamma(B - V)_0 \quad (3.3)$$

Le point zéro α est par exemple déterminé avec des céphéides Galactiques de distances connues mesurées par parallaxe avec le satellite Hipparcos ([Madore et Freedman, 1998]). Cette relation permet alors de mesurer la distance jusqu'à 30 Mpc d'une céphéide, en déterminant sa luminosité absolue à partir de sa période et de sa couleur. Plusieurs effets peuvent cependant affecter cette relation, notamment ceux qui modifient la couleur intrinsèque d'une étoile, comme sa métallicité. Les Nuages de Magellan sont de métallicité différentes ($Z=0.004$ pour le SMC et $Z=0.009$ pour le LMC) : l'analyse des données d'EROS1 indique une éventuelle différence dans la relation période-luminosité d'un Nuage à l'autre, qui reste à confirmer ([Beaulieu et al., 1997]).

Dans le cadre d'EROS2, quatre degrés carrés répartis également sur le SMC et le LMC ont faits l'objet de plus de 150 observations. Les résultats de cette analyse sont présentés dans [Bauer, 1997]. Deux cents céphéides classiques ont ainsi été découvertes dans le LMC, et quatre cents dans le SMC, ce qui quadruple la statistique. Aucun effet de métallicité n'est visible, ce qui pourrait être lié à la nature du filtre d'EROS2. L'intervalle étendu des périodes des céphéides (de un mois à une fraction de jour) a permis de mettre en évidence pour les céphéides du SMC une brisure de pente dans la relation P-L, c'est-à-dire une modification du coefficient β de l'équation 3.3 à une valeur de la période de 2.5 jours (figure 3.15).

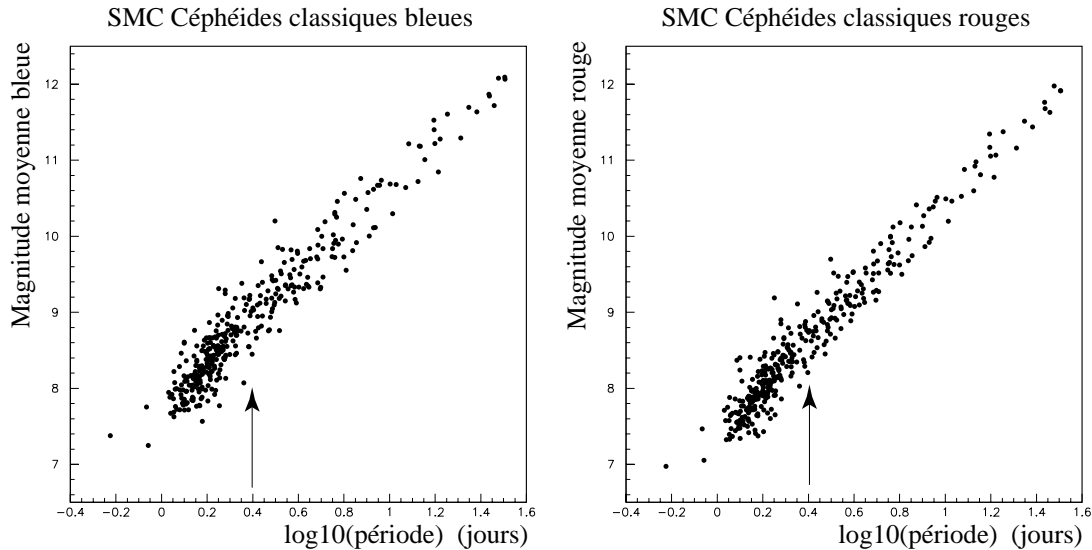


FIG. 3.15 – Diagramme Période-Luminosité bleu et rouge pour les céphéides classiques du SMC. On observe une brisure de pente à 2.5 jours ([Bauer, 1997]).

Enfin, l'étude des différentes contributions à la dispersion de la relation période-luminosité indique une épaisseur de 2.5 kpc du LMC, compatible cependant à deux écarts standards avec l'épaisseur nulle généralement admise ([Bauer et al., 1998]). Une fraction non-négligeable des événements de microlentilles observés vers le LMC pourrait alors être causée par des défecteurs appartenant au LMC.

Recherche de Naines Rouges et Blanches

Il est aussi possible de chercher à observer les étoiles de faibles luminosité qui pourraient contribuer à la masse de matière noire du halo de manière directe, dans le voisinage solaire. La dispersion de vitesse des étoiles du halo, supérieure à 100 km s^{-1} , est plus importante que celle des étoiles du disque (jusqu'à 50 km s^{-1}). Ainsi, un objet du halo situé à 20 pc aura un déplacement apparent de $2''/\text{an}$. Compte tenu d'une précision astrométrique de $0.03''$ à $0.15''$, ces objets seront donc identifiables en comparant les positions des étoiles sur deux clichés séparés par deux années. Les détections seront confirmées par des clichés pris lors d'une troisième année. Il est prévu d'observer 250 degrés carrés, ce qui correspond, en supposant que la masse de matière noire du halo est entièrement constitué de ces objets, à la découverte de quelques dizaines de naines blanches ou de quelques centaines de naines brunes. La description de cette méthode ainsi que les résultats qu'elle apporte sont décrits dans [Goldman, 1999].

EROS a entrepris de surcroît une recherche de supernovae, qui fait l'objet de cette thèse. Ses buts scientifiques et sa stratégie observationnelle sont décrits dans la section suivante.

3.3 La recherche de supernovae à des distances intermédiaires

Comme nous l'avons montré au chapitre 2, les supernovae sont employées en cosmologie comme indicateur de distance jusqu'à un décalage vers le rouge $z \sim 1$. Nous rappelons brièvement ici leur utilisation.

Les supernovae de type II, sur lesquelles on peut employer la méthode de "la photosphère en expansion" (EPM) permettent actuellement de déterminer des distances jusqu'à un décalage vers le rouge $z \lesssim 0.1$.

Les supernovae de type Ia sont des chandelles quasi-standard de choix, car leur magnitude au maximum est très brillante: $M_{V\text{SNIa}} = -18.33 + 5 \log h$ ([Hamuy et al., 1996a]) et les relations d'inter-calibration des supernovae entre elles permettent de réduire la dispersion de cette magnitude à $\sigma \sim 0.2$ magnitude. Les supernovae de type Ia proches peuvent donc être utilisées pour mesurer la constante de Hubble. En les comparant aux supernovae lointaines ($z \gtrsim 0.5$) dans un diagramme de Hubble, il est aussi possible d'estimer les paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_Λ . Cependant, l'estimation de Ω_M et Ω_Λ dépend des méthodes d'inter-calibration des supernovae de type Ia, établies à partir des observations des supernovae proches ($z < 0.2$). De plus, l'étude des taux d'explosion de supernovae, à notre époque ($z \sim 0$) ou dans le passé ($z \sim 1$) nécessite une bonne statistique.

Ainsi, même si la cosmologie s'appuie d'abord sur les supernovae lointaines, la recherche de supernovae proches est indispensable. L'obtention d'un lot important de supernovae proches permettrait de développer l'utilisation de la méthode EPM sur les type II-plateau, de mieux connaître les taux de supernovae, et enfin d'étudier en détail les corrélations entre la magnitude absolue réduite des types Ia et les différentes observables indépendantes de la distance.

EROS consacre 10% de son temps d'observation à la recherche de supernovae à des distances intermédiaires:

$$0.02 \lesssim z \lesssim 0.2,$$

c'est-à-dire suffisamment lointaines pour être situées dans le flot de Hubble¹⁷ et cependant toujours dans la partie linéaire du diagramme de Hubble¹⁸. De plus, une utilisation statistique d'un échantillon important de supernovae nécessite la connaissance de l'efficacité de détection des supernovae. Parce qu'elle est effectuée par traitement informatique de données numériques, l'efficacité de détection de la recherche d'EROS peut être calculée, par exemple par une technique de simulation Monte-Carlo (voir chapitre 6). L'utilisation de détecteur CCD présente de ce point de vue un avantage certain par rapport au scanning visuel de plaques photographiques, technique qui tend à être abandonnée.

Je présente en section 3.3.1 l'étude rapide effectuée pour estimer la faisabilité de l'expérience. Une technique et une stratégie spécifiques de détection ont été ensuite établies (section 3.3.2). Nos efforts actuels se tournent vers l'obtention de temps d'observation pour le suivi de nos supernovae. Une possibilité est de collaborer avec d'autres recherches de supernovae, présentées en section 3.3.3.

17. A $z = 0.02$, la contribution d'une vitesse particulière de 600 km s^{-1} représente 10% de la vitesse de récession cz .

18. A $z = 0.2$, la dépendance en z de la distance lumineuse $d_L(z)$ dévie de 10% de la loi linéaire $d_L(z) = cz/H_0$, pour un paramètre de décélération $q_0 = 0$.

3.3.1 Etude de faisabilité

Les recherches à grandes distances ($z \sim 0.5$) devinrent opérationnelles en utilisant des caméras d'une surface¹⁹ $s \sim 0.1^{\square}$ sur un télescope de 2.5-m (voir section 3.3.3). Pour sonder un volume équivalent, dans le domaine de décalage vers le rouge $z \sim 0.15$, une surface de détecteur $(0.5/0.15)^2$ fois plus grande est nécessaire, tandis que le diamètre du télescope peut être $(0.5/0.15)$ fois plus petit. Ceci correspond à une surface de détecteur $s \sim 1^{\square}$ pour un télescope de la classe des 1-m. Avec sa caméra grand champ au foyer du Marly, EROS semble donc parfaitement adapté à la recherche de supernovae à un décalage vers le rouge $z \sim 0.15$.

Pour déterminer la faisabilité du projet, il faut d'une part estimer le temps de pose nécessaire pour atteindre le domaine des distances intermédiaires, et quantifier le nombre de supernovae attendues par heure d'observation. Le nombre de supernovae découvertes par pose dépend de la magnitude limite atteinte et de la surface couverte. La magnitude limite atteinte est fonction du temps de pose, qui conditionne en retour le nombre de poses prises par heure.

Estimation du temps de pose pour une magnitude limite fixée

Tout d'abord, notons que du fait de la couleur très bleue des supernovae, nous utilisons les images de la voie bleue d'EROS pour la recherche de supernovae proches.

Pour calculer le temps de pose correspondant à une magnitude limite standard donnée (par exemple dans le filtre V Johnson), on utilise la conversion des magnitudes en nombre de photons par unité de surface et de temps :

$$m_{V_J} = -2.5 \log_{10} (\phi_{\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}}) - 13.74 = -2.5 \log_{10} (\phi_{\gamma \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}}) + 24.86 \quad (3.4)$$

Cette formule est établie en supposant que la longueur d'onde moyenne des photons est de 550 nm. L'efficacité ϵ tenant compte de l'optique, de la largeur du filtre de la voie bleue d'EROS plus importante que celle du filtre standard V Johnson et de l'efficacité quantique des CCD est estimée à :

$$\epsilon \sim 0.4$$

On suppose que la masse d'air, égale à un, entraîne une diminution de flux de 17%²⁰. La surface effective du miroir du Marly de 1-m de diamètre est de 0.77 cm^2 . Dans un disque de rayon r_N proportionnel au seeing, $r_N = N \times \sigma_{\text{seeing}}$, le flux en photons reçu d'une étoile de magnitude m_{V_J} s'exprime alors en fonction du diamètre D du télescope, et du temps de pose t :

$$F_{\text{Étoile}_N} \simeq 950 \times \alpha_N \times 10^{-0.4(m_{V_J} - 21.)} \times \left(\frac{D}{1\text{m}} \right)^2 \times \left(\frac{t}{100\text{s}} \right) \quad \gamma, \quad (3.5)$$

où $\alpha_N = 1 - \exp(-N^2/2)$ caractérise la perte de flux due au rayon limité du disque. Cette estimation est compatible avec les coefficients de calibration mesurés par la suite.

Le flux reçu dans le disque est en fait la somme du flux de l'étoile et du flux dû au fond de ciel et à la galaxie hôte. On appelle μ_V la brillance de surface du ciel ajoutée à celle de

19. le signe \square signifie 1 degré carré.

20. Cela correspond à un coefficient d'extinction de 0.2 magnitude dans le filtre V Johnson.

la galaxie hôte en magnitude par seconde et par arcseconde carrée. La surface du disque étant égale à $\pi N^2 \sigma_{\text{seeing}}^2$, la contribution du fond de ciel et de la galaxie hôte est de :

$$F_{\text{Ciel+Galaxie}} \simeq 75250 \times 10^{-0.4(\mu_V - 20.5)} \times \left(\frac{N}{2}\right)^2 \times \left(\frac{\sigma_{\text{seeing}}}{2''}\right)^2 \times \left(\frac{D}{1\text{m}}\right)^2 \times \frac{t}{100\text{s}} \quad \gamma, \quad (3.6)$$

En négligeant la contribution de la supernova, le bruit du signal reçu dans le disque est égal à la racine carrée de 3.6:

$$B_N \simeq 275 \times 10^{-0.2(\mu_V - 20.5)} \times \frac{N}{2} \times \frac{\sigma_{\text{seeing}}}{2''} \times \frac{D}{1\text{m}} \times \sqrt{\frac{t}{100\text{s}}} \quad \gamma, \quad (3.7)$$

On choisit de prendre $N = 2$, ce qui correspond à un facteur $\alpha_N = 0.87$. Le rapport signal sur bruit s'écrit alors :

$$R_{S/N} \equiv \frac{F_{\text{Etoile}_2}}{B_2} \simeq 3. \times \frac{2''}{\sigma_{\text{seeing}}} \times 10^{-0.4(m_V - 21.)} \times 10^{+0.2(\mu_V - 20.5)} \times \frac{D}{1\text{m}} \times \sqrt{\frac{t}{100\text{s}}} \times \quad (3.8)$$

Comme nous le verrons dans le chapitre 4, le rapport signal sur bruit demandé est de :

$$R_{S/N} \simeq 7,$$

ce qui conduit à la relation, pour une brillance de surface $\mu_V = 20.5$, et une magnitude seuil m_V :

$$\sqrt{\frac{t}{600\text{s}}} \times \frac{2''}{\sigma_{\text{seeing}}} \times 10^{-0.4(m_V - 21.)} \sim 1 \quad (3.9)$$

Une 21-ième magnitude V Johnson correspond à la luminosité 7 jours avant le maximum d'une supernova de type Ia située à un décalage vers le rouge $z \sim 0.2$ ou encore à sa luminosité au maximum si elle est située à $z \sim 0.225$. La relation 3.9 peut alors s'écrire, toujours pour une brillance de surface $\mu_V = 20.5$:

$$\sqrt{\frac{t}{600\text{s}}} \times \frac{2''}{\sigma_{\text{seeing}}} \times \left(\frac{0.2}{z}\right)^2 \sim 1 \quad (\text{détection d'une SNIa 7 jours avant le maximum à } z) \quad (3.10)$$

ou encore:

$$\sqrt{\frac{t}{600\text{s}}} \times \frac{2''}{\sigma_{\text{seeing}}} \times \left(\frac{0.225}{z}\right)^2 \sim 1 \quad (\text{détection d'une SNIa au maximum à } z) \quad (3.11)$$

Pour atteindre le domaine des distances intermédiaires, un temps de pose de l'ordre de 600 secondes semble requis. Il faut cependant vérifier que le nombre de supernovae détectables par heure, pour un temps de pose de quelques centaines de secondes est raisonnable.

Estimation du nombre de supernovae détectables par heure d'observation

Nous supposons dans ce qui suit que toute supernova de magnitude inférieure à la magnitude limite est détectée. Le nombre de supernovae situées à un décalage vers le rouge dans l'intervalle $[z; z + dz]$ explosant par unité de temps s'écrit :

$$dn(z) = \mathcal{R}_{SN}(z) \times \rho_L(z) \times dV(z),$$

où \mathcal{R}_{SN} est le taux d'explosion de supernova en SNu (1 SNu = 1 supernova/siècle/ $10^{10} L_\odot$), ρ_L la densité lumineuse de l'Univers. Par souci de simplification, ni \mathcal{R}_{SN} , ni ρ_L , ne dépendront de z dans ce qui suit. L'élément de volume $dV(z)$ est donné par la formule 2.13 du chapitre 2.

Une supernova située à un décalage vers le rouge z sera détectable pendant un temps $T_c(z)$, ou temps de contrôle, temps pendant lequel sa magnitude apparente est inférieure à la magnitude limite. $T_c(z)$ dépend donc de l'évolution de la luminosité absolue de la supernova en fonction du temps, et de son module de distance. En considérant simplement les supernovae de type Ia et les supernovae de type II-plateau et II-linéaire, le nombre de supernovae détectables par degré carré pour une magnitude limite m_{lim} est donc :

$$n_{\text{SN}/\square} = \rho_L \int_0^{+\infty} (\mathcal{R}_{\text{SNIa}} T_{c \text{ Ia}}(z; m_{\text{lim}}) + \mathcal{R}_{\text{SN II-P}} T_{c \text{ II-P}}(z; m_{\text{lim}}) + \mathcal{R}_{\text{SN II-L}} T_{c \text{ II-L}}(z; m_{\text{lim}})) dV(z) \quad (3.12)$$

Nous ne tenons compte des corrections K que pour les supernovae de type Ia. On adopte pour ρ_L la valeur de [Lin et al., 1996]:

$$\rho_L = 0.014 \cdot 10^{10} L_\odot h \text{ Mpc}^{-3}$$

et pour les taux de supernovae les valeurs de [Cappellaro et al., 1993], en supposant que les supernovae de type II se divisent de manière égale entre les type II-plateau et les type II-linéaire:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{\text{SNIa}} &= 0.35 \ h^{-2} \text{ SNu} \\ \mathcal{R}_{\text{SN II-P}} &= 0.35 \ h^{-2} \text{ SNu} \\ \mathcal{R}_{\text{SN II-L}} &= 0.35 \ h^{-2} \text{ SNu} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Pour le calcul de l'élément de volume, on choisit $(\Omega_M; \Omega_\Lambda) = (0.3; 0.)$, ce qui correspond à un paramètre de décélération $q_0 = 0.15$.

On utilise pour les supernovae de type Ia la courbe de lumière V proposée par [Riess et al., 1996a], et une luminosité au maximum ([Hamuy et al., 1996a]):

$$M_{V \text{ SNIa}} = -18.33 + 5 \log h$$

La courbe de lumière des supernovae de type II-plateau (respectivement linéaire) est bâtie à partir de la courbe "patron" dans le filtre B de [Doggett et al., 1985] et de la courbe B-V approximée de SN 1969L ([Phillips et al., 1990]) (respectivement SN 1979C, [de Vaucouleurs *et al.*, 1981]), considérée par [Patat et al., 1994] comme une représentante typique de cette classe de supernovae. La magnitude V au maximum des supernovae de type II est très variable. Nous utiliserons la distinctions en trois catégories —

sous-lumineuses, régulières et brillantes — de [Patat et al., 1994]²¹:

$$\text{SN II - P} : \begin{cases} M_{V \text{ sous-lumineuse}} &= -13.37 + 5 \log h \\ M_{V \text{ régulière}} &= -15.9 + 5 \log h \\ M_{V \text{ brillante}} &= -18.1 + 5 \log h \end{cases} \quad (3.14)$$

$$\text{SN II - L} : \begin{cases} M_{V \text{ sous-lumineuse}} &= -13.27 + 5 \log h \\ M_{V \text{ régulière}} &= -15.8 + 5 \log h \\ M_{V \text{ brillante}} &= -18. + 5 \log h \end{cases} \quad (3.15)$$

Ainsi, on adopte pour ce calcul une distribution uniforme en magnitude maximum entre la valeur correspondant à la classe des sous-lumineuses et celle correspondant à la classe des brillantes. Les courbes de lumière utilisées sont présentées en figure 3.16. Le temps de contrôle en fonction du décalages vers le rouge z des supernovae de type Ia, II-plateau et II-linéaire est proposé en figure 3.17 pour une magnitude limite $m_V = 21$.

Pour obtenir le nombre de supernovae détectables par degré carré et par heure d’observation, on divise l’équation 3.12 par le temps de pose nécessaire pour atteindre la magnitude limite choisie, exprimé en heures.

Le nombre de supernovae de type Ia détectables par pose en fonction du décalages vers le rouge z est proposée en figure 3.18 pour différentes magnitudes limites. Une magnitude limite $m_V = 21$, soit un temps de pose de 600 secondes, permet effectivement de sonder le domaine des distances intermédiaires. D’autre part, le nombre de supernovae détectables par heures d’observation dépend peu du temps de pose, contrairement au volume de données à traiter qui décroît comme l’inverse du temps de pose (figure 3.19). On constate qu’un temps de pose de 10 minutes permet d’obtenir un nombre de supernovae raisonnable — 1 supernova/heure dont 0.7 supernova de type Ia — pour un volume de données “limité” de l’ordre de 1 Giga octet par supernova.

Le temps de pose originellement adopté est de 600 secondes, soit 5 poses par heures, dans lesquelles on espère détecter 1 supernova. Par la suite, nous fûmes amenés à utiliser certains champs dédiés à la recherche de naines rouges, pour lesquels le temps de pose est de 300 secondes, ce qui augmente un peu le nombre de supernovae détectables par heure, mais double le volume de données à traiter. Le détail du nombre de supernovae attendues par type est présenté pour un temps de pose de 600 et 300 secondes dans les tableaux 3.3 et 3.4.

3.3.2 Mise en oeuvre et stratégie d’observation

Puisque le taux de détection attendu est d’au moins 1 supernova de type Ia pour 10 champs observés, soit dix degrés carrés, il faut observer de 50 à 100 champs par mois pour détecter de 5 à 10 supernovae. Je décris par la suite le choix des champs et ses motivations, la méthode de détection que nous utilisons, et la mise en oeuvre du suivi des supernovae.

²¹. Les magnitudes B proposées par [Patat et al., 1994] sont converties en magnitude V en utilisant les couleurs au maximum des supernovae SN 1969L ($B - V \sim 0$) et SN 1979C ($B - V \sim -0.1$).

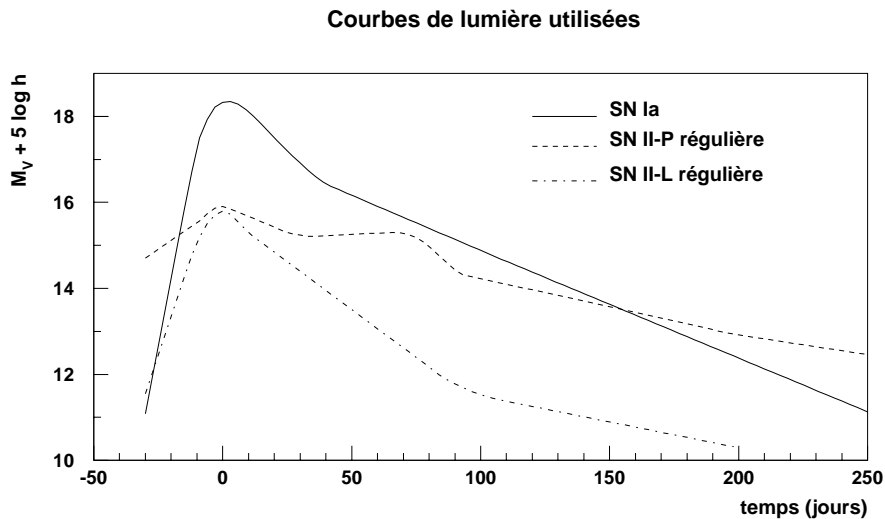


FIG. 3.16 – *Patrons de courbes de lumière en magnitude absolue V Johnson adoptés pour le calcul du nombre de supernova attendues. Ils sont tronqués à +300 jours. Ils caractérisent une supernova de type Ia (en trait plein, [Riess et al., 1996a]), une supernova de type II-plateau régulière (en trait pointillé, adapté de [Doggett et al., 1985]) et une supernova de type II-linéaire régulière (en trait point-tiret, adapté de [Doggett et al., 1985]). La dispersion en magnitude maximum des supernovae de type II est prise en compte dans le calcul.*

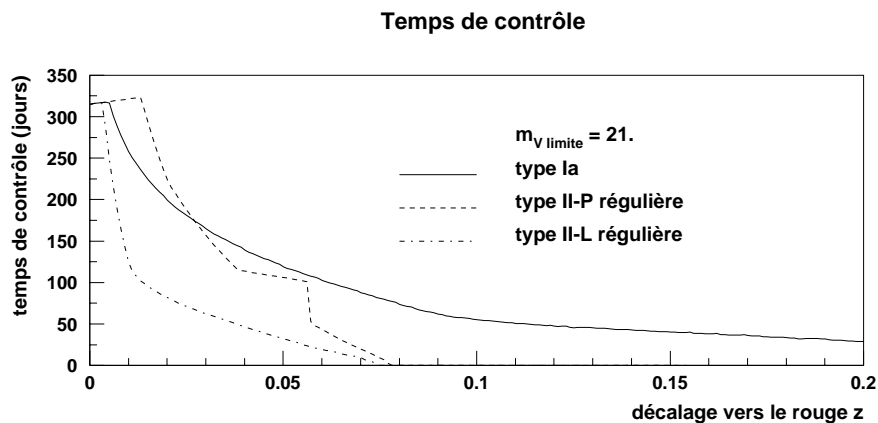


FIG. 3.17 – *Temps de contrôle $T_c(z)$ en jours calculé pour une magnitude limite $m_V = 21$ en utilisant les patrons de courbes de lumière présentés en figure 3.16 pour les type Ia, type II-plateau et II-linéaire régulières. Les corrections K ont été prises en compte pour les supernovae de type Ia. A petits z , le temps de contrôle est limité par la troncature des courbes de lumière.*

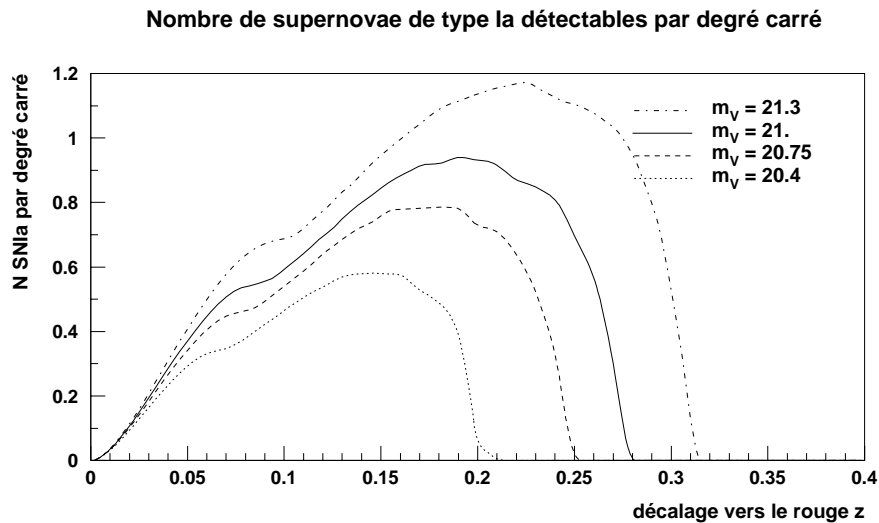


FIG. 3.18 – Distribution $dN_{\text{SN Ia}}/dzd\omega$ des supernovae de type Ia détectables par degré carré en fonction du décalage vers le rouge z . Pour le calcul, on a utilisé la courbe de lumière présentée en figure 3.16, ainsi qu'un modèle cosmologique où $(\Omega_M; \Omega_\Lambda) = (0.3; 0)$. Il a été tenu compte des corrections K pour les supernovae de type Ia. La troncature à +300 jours imposée à la courbe de lumière explique la dépendance en z^2 à petit z . On constate que le domaine des distances intermédiaires est atteint pour une magnitude limite V Johnson $m_V = 21$.

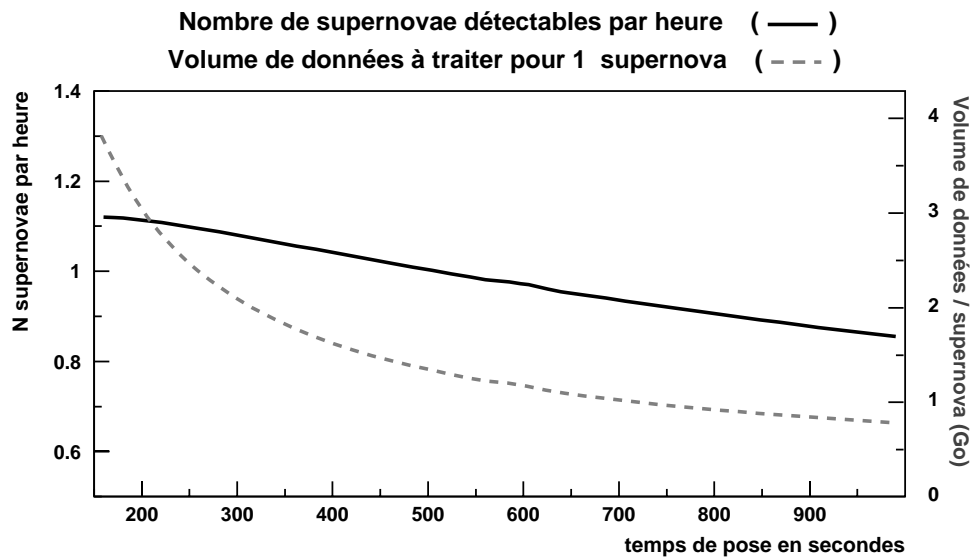


FIG. 3.19 – Nombre de supernovae de type Ia, II-plateau et II-linéaire détectables par heure d'observation (trait plein noir) et volume de données à traiter pour obtenir une supernova (trait pointillé grisé), en fonction du temps de pose. Chaque pose correspond à 3×64 Mo à traiter. On constate qu'abaisser le temps de pose augmente peu le nombre de supernovae détectables par heure, alors qu'il élève considérablement le volume de données.

<i>Type</i>	<i>Nombre de SN / heure</i>	<i>z maximum</i>	<i>z moyen</i>
Ia	0.69	0.27	0.13
Ia (avant maximum)	0.21	0.27	0.17
II-plateau	0.2	0.2	0.09
II-linéaire	0.07	0.19	0.09

TAB. 3.3 – *Détail par type du nombre de supernovae détectables par heure d’observation, de leur décalage vers le rouge maximum et de leur décalage vers le rouge moyen pour une magnitude limite $m_V = 21$, correspondant à un temps de pose de 600 secondes. On a tenu compte de la dispersion de la magnitude au maximum des supernovae de type II, telle qu’elle est proposée dans [Patat et al., 1994] en tirant uniformément entre la magnitude absolue “sur-lumineuse” et la magnitude absolue “sous-lumineuse”.*

<i>Type</i>	<i>Nombre de SN / heure</i>	<i>z maximum</i>	<i>z moyen</i>
Ia	0.77	0.23	0.13
Ia (avant maximum)	0.12	0.22	0.14
II-plateau	0.22	0.17	0.08
II-linéaire	0.08	0.17	0.07

TAB. 3.4 – *Détail par type du nombre de supernovae détectables par heure d’observation, de leur décalage vers le rouge maximum et de leur décalage vers le rouge moyen pour une magnitude limite $m_V = 20.6$, correspondant à un temps de pose de 300 secondes. On a tenu compte de la dispersion de la magnitude au maximum des supernovae de type II, telle qu’elle est proposée dans [Patat et al., 1994], en tirant uniformément entre la magnitude absolue “sur-lumineuse” et la magnitude absolue “sous-lumineuse”.*

Choix des champs

Les champs sélectionnés pour la détection des supernovae forment un sous-ensemble des champs utilisés pour la recherche des naines rouges et blanches, troisième projet d'EROS. En effet, il est nécessaire pour ces deux projets de minimiser la pollution lumineuse, qu'elle provienne de la Voie Lactée ou de l'écliptique (astéroïdes, planètes, Lune). Les champs sont donc observés lorsque la lune est couchée.

D'autre part, à $z \sim 0.2$, la distribution des galaxies dans le volume correspondant à une surface observée de 50^\square est relativement homogène, ce qui permet de viser au hasard. En effet, la fluctuation de densité des galaxies est de 10% à une échelle de $R \sim 50 h^{-1} \text{ Mpc}$ ([Padmanabhan, 1993]), ce qui correspond à un volume $V \sim 5.10^5 h^{-3} \text{ Mpc}^3$. Le volume sondé correspondant à une surface couverte en N poses de 1^\square et une profondeur maximale z est $V \sim N \times 3.10^3 \times (z/0.1)^3 h^{-3} \text{ Mpc}^3$. Ainsi, pour des décalages vers le rouge égaux à $z \sim 0.1, 0.15, 0.2$, il est nécessaire de couvrir respectivement $N \sim 170, 50$ et 20 champs.

Les saisons de recherche des supernovae coïncident alors avec le passage au méridien pendant la nuit du pôle Sud Galactique²² à l'observatoire de La Silla²³, de août à décembre, et du pôle nord Galactique²⁴, de février à juin. Les saisons correspondants aux divers projets d'EROS sont présentées en figure 3.20. Malgré le recouvrement temporel des saisons, il est possible de réaliser les observations de l'ensemble des cibles, grâce à leur répartition en angle horaire qui permet leur observation à différentes heures sidérales au cours de la nuit.

En automne, l'hémisphère Sud Galactique est visible en entier de La Silla, ce qui permet de définir une liste de 60 champs proches du pôle Sud Galactique (zone "hémisphère Sud-1"), à laquelle on a ajouté par la suite une seconde liste de 60 champs supplémentaires (zone "hémisphère Sud-2"). Au printemps, seule une étroite bande de l'hémisphère Nord Galactique située entre la Voie Lactée et l'écliptique convient, dans laquelle 50 champs ont été choisis (zone "hémisphère Nord-1"). Contrairement aux deux zones observées en automne, la zone "hémisphère Nord-1" est observable de l'hémisphère Nord terrestre. Les champs de ces trois zones sont communs au Las Campanas Redshift Survey (LCRS, [Shectman et al., 1996]), dont le décalage vers le rouge moyen est de $z \sim 0.1$. Nous pouvons ainsi obtenir le décalage vers le rouge des galaxies les plus brillantes. Une quatrième zone de 70 champs situés dans l'hémisphère Nord Galactique (zone "hémisphère Nord-2") permet d'utiliser le temps de suivi de télescope de l'hémisphère Nord terrestre pendant l'automne. Les champs de cette zone ne sont pas communs à ceux du LCRS. Dix d'entre eux sont centrés sur des amas d'Abell (tableau 3.5), dans le but de poursuivre l'étude menée par [Reiss et al., 1998] sur les vitesses particulières des amas (voir chapitre 2). Les caractéristiques de ces zones, présentées en figure 3.21, sont résumées dans le tableau 3.6.

Principe de détection des supernovae

Pour détecter une supernova, on compare deux images d'un même champ prises à au moins 3 semaines l'une de l'autre. Pour cela, on soustrait l'image la plus ancienne (image

22. Coordonnées du pôle Sud Galactique: ($\alpha = 00^h 51' 26.3''$, $\delta = -27^\circ 07' 41.5''$).

23. Coordonnées de l'observatoire de La Silla: ($\alpha = 70^\circ 44' W$, $\delta = 29^\circ 15' S$).

24. Coordonnées du pôle nord Galactique: ($\alpha = 12^h 51' 26.3''$, $\delta = +27^\circ 07' 42.1''$).

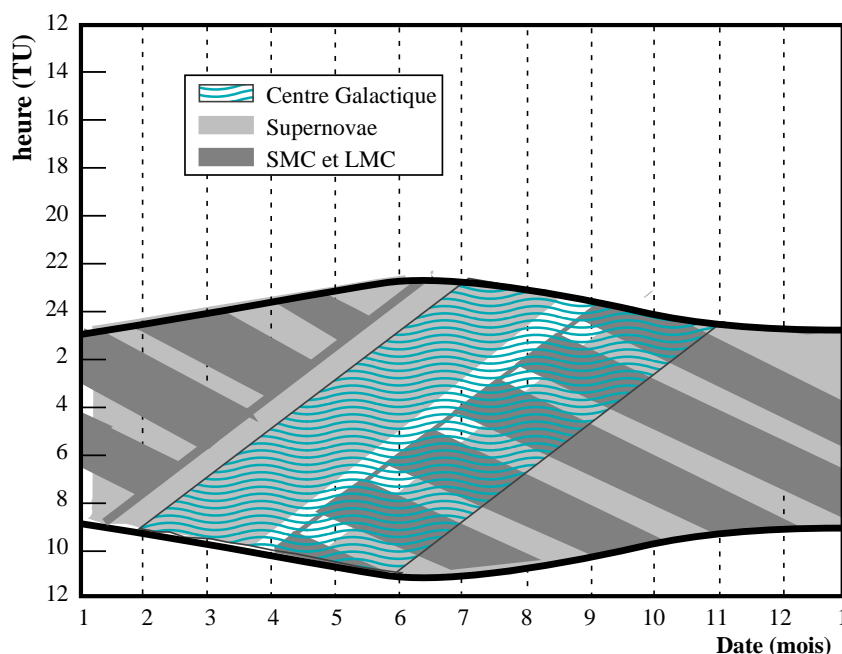


FIG. 3.20 – Périodes de visibilité des cibles d'EROS en fonction de l'heure (temps universel) de la nuit et de l'époque de l'année (en mois). La visibilité des Nuages de Magellan à 65 degrés du zénith est indiquée par la zone hachurée en gris foncé. Celle des champs supernovae, qui correspond au passage au zénith d'une zone du ciel éloignée de plus de 15 degrés de la Voie Lactée, est indiquée par les deux zones gris clair : au printemps (hémisphère Nord Galactique) et à l'automne (hémisphère Sud galactique). Enfin, la période de visibilité du Centre Galactique à 60 degrés du zénith est indiquée en hachuré avec des vaguelettes. Celle des bras spiraux, décalée de 6 mois par rapport au Centre Galactique, n'est pas montrée. Pendant la nuit astronomique (traits noirs), le soleil est situé à plus de 12 degrés sous l'horizon.

de référence) de l'image la plus récente (image courante), après les avoir alignées photométriquement et géométriquement. Les différences d'étalement des étoiles (seeing) sont corrigées par convolution. On détecte alors sur l'image soustraite les sources lumineuses nouvellement apparues: cosmiques, étoiles variables, astéroïdes, artefacts de soustraction, ... et supernovae. La technique est illustrée en figure 3.22. Le temps de pose de 10 minutes est fractionné en deux fois 5 minutes, ce qui permet d'identifier les cosmiques.

Les champs de recherche des supernovae sont traités automatiquement à l'observatoire de la Silla pendant la journée qui suit leur observation. Le taux de détection des campagnes d'octobre et de novembre 1997 était de 1 supernova par nuit, ce qui correspond à 10 degrés carrés, soit un total de 2 Giga octet²⁵ traités par jour.

Le logiciel de détection automatique est décrit en détail au chapitre 4.

25. En comptant une image de référence et deux images courantes fractionnées.

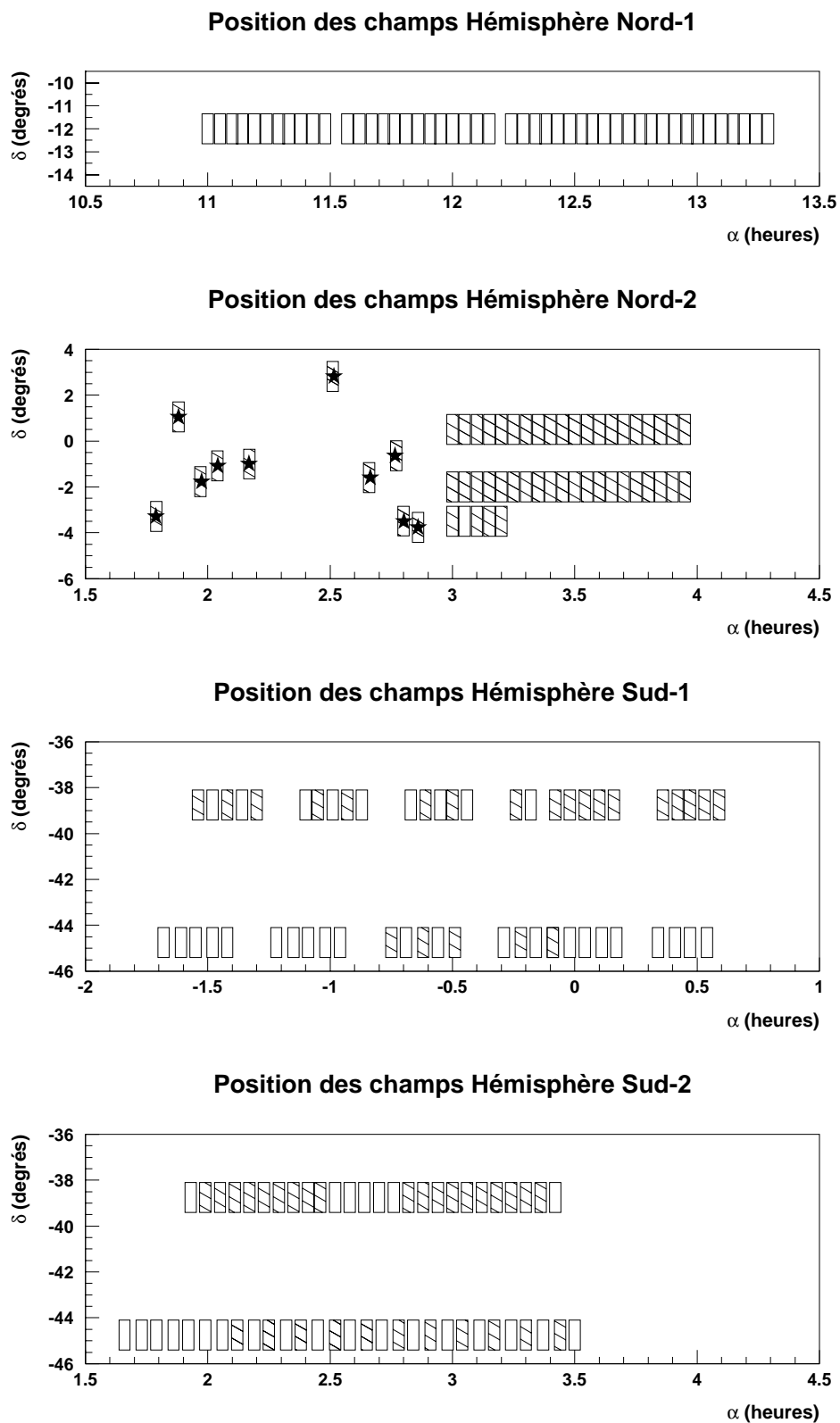


FIG. 3.21 – Champs définis pour la recherche de supernovae. Les champs observés pendant les campagnes d'octobre et de novembre 1997 sont hachurés. Les amas d'Abell sur lesquels 10 champs de la zone Hémisphère Nord-2 sont centrés sont indiqués par une étoile.

No champ	Nom	α (J2000.)	δ (J2000.)	z
401	Abell 0254	$01^h 47' 14.0''$	$-03^\circ 17' 03''$	0.158
402	Abell 0267	$01^h 52' 52.2''$	$+01^\circ 02' 46''$	0.230
403	Abell 0286	$01^h 58' 26.7''$	$-01^\circ 46' 26''$	0.160
404	Abell 0295	$02^h 02' 27.0''$	$-01^\circ 04' 35''$	0.102
405	Abell 0315	$02^h 10' 03.0''$	$-00^\circ 59' 52''$	0.175
406	Abell 0359	$02^h 30' 53.7''$	$+02^\circ 49' 16''$	0.245
407	Abell 0370	$02^h 39' 50.5''$	$-01^\circ 35' 08''$	0.373
408	Abell 0381	$02^h 45' 57.2''$	$-00^\circ 38' 26''$	0.179
409	Abell 0383	$02^h 48' 06.9''$	$-03^\circ 29' 32''$	0.187
410	Abell 0388	$02^h 51' 36.7''$	$-03^\circ 45' 42''$	0.134

TAB. 3.5 – Liste des champs centrés sur des amas d'Abell, et les caractéristiques de ces amas.

Zone	Numéros des champs	α (J2000.)	δ (J2000.)
Hémisphère Nord-1	200-250	$11^h 00' < \alpha < 13^h 30'$	$\sim -12^\circ$
Hémisphère Nord-2	400-470	$1^h 00' < \alpha < 3^h 00'$	$\sim +0^\circ$
Hémisphère Sud-1	0-60	$22^h 30' < \alpha < 1^h 30'$	$\sim -40^\circ$
Hémisphère Sud-2	100-190	$0^h 00' < \alpha < 4^h 00'$	$\sim -40^\circ$

TAB. 3.6 – Liste des zones de recherche de supernovae. Les numéros des champs correspondants sont indiqués en colonne 2.

Stratégie de détection et de suivi

Les supernovae découvertes doivent être ensuite suivies avec d'autres télescopes que le Marly, même s'il permet d'assurer une partie de la photométrie.

Les tests effectués en 1997 permirent la mise au point final du logiciel de détection automatique. Le suivi photométrique des deux premières supernovae d'EROS découvertes pendant ces tests fut donc assuré par le Marly, et les spectres effectués gracieusement par S. Benetti sur le télescope de 3.6-m l'ESO et le télescope de 1.5-m danois.

Ces premiers succès permirent d'obtenir par la suite du temps de suivi sur les télescopes de l'ESO, danois, et américains. Les campagnes de recherche sont maintenant programmées en fonction du temps de télescope accordé. Le suivi photométrique consécutif à la campagne d'octobre 1997 fut ainsi réalisé sur le télescope de 1.5-m danois. Pendant la campagne de novembre 1997, nous pûmes de surcroît bénéficier d'observations spectroscopiques sur le télescope américain de l'Astronomical Research Consortium, situé à l'Apache Point Observatory (Nouveau-Mexique). Au printemps 1998 vint s'ajouter du temps de suivi spectroscopique sur le télescope de 3.6-m de l'ESO. Les campagnes d'octobre et novembre 1997 puis celle du printemps 1998 ainsi que les 25 supernovae qui y furent découvertes sont présentées dans le chapitre 5.

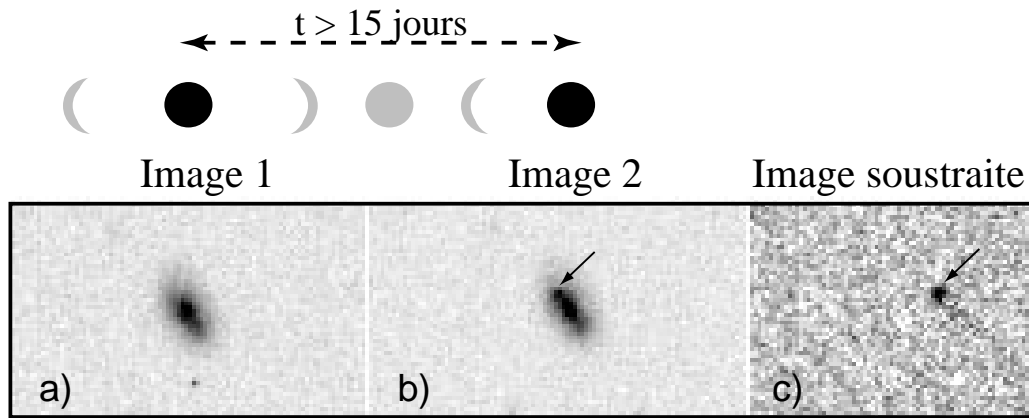


FIG. 3.22 – *Illustration de la technique de recherche (images de découverte de SN 1997eb). Les phases de la lune lors des observations sont indiquées. Les images de référence et courante (images 1 et 2) sont prises lorsque la lune est couchée (lune noire), à au moins 15 jours d'intervalle. La détection est effectuée sur l'image soustraite. a) Image de référence de la galaxie hôte ($z \sim 0.1$) prise le 7 octobre 1997. b) La galaxie et sa supernova, sur l'image courante prise le 7 novembre 1997. c) Image soustraite, obtenue en retranchant, après traitement informatique, a) de b): la supernova apparaît seule. Sa magnitude est $m_V \sim 21$.*

Les équipes de recherche de supernovae à grandes distances travaillent en étroite collaboration avec les groupes de recherche de supernovae plus proches. De fait, la précision des résultats obtenus sur la valeur des paramètres cosmologiques ($\Omega_M; \Omega_\Lambda$) dépend maintenant principalement de l'incertitude qui entâche la détermination de la magnitude absolue réduite $\mathcal{M} = M - 5 \log H_0$. Or, les méthodes de détermination de \mathcal{M} sont déduites des observations de supernovae Ia proches. Il existe actuellement deux équipes de recherche à grandes distances, qui s'intitulent *The Supernova Cosmology Project* ([Perlmutter et al., 1998]) et *The High-Z Supernova Search* ([Schmidt et al., 1998]). Elles sont présentées dans la section 3.3.3. Le groupe du *Supernova Cosmology Project* nous a contacté pour établir une collaboration temporaire, qui aurait pour but de découvrir rapidement quelques dizaines de supernovae Ia avant maximum et de les étudier photométriquement et spectroscopiquement avec précision. La campagne de recherche aurait lieu au printemps 1999.

3.3.3 Les expériences de recherche de supernovae

Fritz Zwicky entreprit la première recherche systématique de supernovae en 1934, photographiant l'amas de Virgo depuis le toit du bâtiment d'astrophysique de l'Institut de Technologie de Californie. L'invention d'un nouveau type de télescope possédant un grand champ de vision par Bernhard Schmidt fut rapidement mise à profit en construisant à l'observatoire du Mont Palomar en 1936 un télescope de Schmidt de 40-cm pour la recherche de supernovae. En 1937, Zwicky y découvrit sa première supernova, et les suivantes se succédèrent à un rythme de 4 supernovae par an. Zwicky et son équipe établissait d'autre

part en parallèle un catalogue de galaxies et d'amas de galaxies, achevé en 1968. Entre temps, un télescope de Schmidt plus grand, de 1.2-m de diamètre fut installé à l'observatoire du Mont Palomar en 1949, avec lequel fut réalisée une cartographie photographique célèbre du ciel, le *Palomar Sky Survey*, initiée par Baade et Wilson. Il fut disponible pour la recherche de supernovae en 1959. Les supernovae étaient découvertes par comparaison visuelle de plaques photographiques ou de films. Zwicky découvrit en tout plus de 120 supernovae, dont la dernière, SN 1973K, peut avant sa mort en 1974.

On distingue maintenant parmi les recherches systématiques actuelles les recherches de supernovae très proches ($z < 0.05$), à distances intermédiaires ($z \lesssim 0.2$) et lointaines ($z \gtrsim 0.5$). Ces dernières devinrent opérationnelles avec l'avènement des caméras CCD et des techniques de détection par traitement informatique d'images numériques. Seules les recherches à distances intermédiaires bénéficiant d'une caméra CCD grand champ peuvent utiliser cette technique performante, c'est pourquoi certaines emploient encore des plaques photographiques. Les recherches de supernovae très proches peuvent compenser la faible profondeur sondée en utilisant des télescopes possédant un grand champ de vision, comme les Schmidt, mais peu y ont accès. Une autre possibilité est de se restreindre aux amas riches et proches de galaxies, et de surveiller un grand nombre de champs, ce qui est coûteux en temps. Chaque équipe assure en partie, sinon totalement, le suivi photométrique et spectroscopique dans lequel réside l'intérêt scientifique principal de la recherche de supernovae. D'autres projets se consacrent entièrement à la photométrie et à la spectroscopie de supernovae découvertes par d'autres groupes, sur des télescopes terrestres ou sur satellite comme le HST.

Bien que la frontière soit floue entre les domaines proche et intermédiaire, je restreindrai mon propos aux recherches de supernovae à des distances intermédiaires, comparables à celle entreprise par EROS, ainsi qu'aux recherches lointaines avec lesquelles elles sont en étroite relation.

Recherches à des distances intermédiaires

Le projet *The Calan-Tololo Supernovae Search*, qui débuta en 1990 et s'acheva en 1993 est une des premières recherches à distances intermédiaires ayant pour but principal d'obtenir un lot de supernovae utilisables à des fins cosmologiques. L'utilisation de plaques photographiques sur le télescope de Schmidt de de l'Observatoire inter-américain de Cerro-Tololo (CTIO) leur permis d'obtenir une surface de détection de 25^\square . Une cinquantaine de supernovae ont été ainsi découvertes. Le suivi photométrique et spectroscopique réalisé sur des télescopes du CTIO permis d'identifier et de mesurer la courbe de lumière (photométrie CCD) d'une trentaine de supernovae de type Ia, celles-là même utilisées dans les diagrammes de Hubble actuels pour déterminer la constante de Hubble²⁶ [Hamuy et al., 1996b] ou les paramètres cosmologiques ($\Omega_M; \Omega_\Lambda$)²⁷ ([Perlmutter et al., 1998], [Schmidt et al., 1998]).

Une autre recherche photographique a lieu actuellement au Mont Palomar, dans la tradition de celles effectuées par Zwicky. L'amélioration des performances des émulsions

26. Elles permettent de mesurer $\mathcal{M} = M - 5 \log H_0$. La magnitude absolue M est ensuite estimée en utilisant les mesures de distances avec des Céphéides effectuées avec le Hubble Space Telescope vers des galaxies hôtes de supernovae Ia connues.

27. En les comparant aux supernovae lointaines.

Equipe	Date	Télescope	Détecteur	Taille du pixel	Surface couverte
Mont Stromlo Abell Clusters Supernova Search ^b	1996	MSSSO ^a 1.3-m	MaCHO 8-CCD (0.6 [□])	0.6 " "	~ 30 [□] / mois
Second Palomar Sky Survey	1991	PO ^c Ochin Schmidt 1.3-m	plaques photographiques (5 [□])		
University of Texas - Mac Donald Observatory Search	1997	McDO ^d 0.76-m	1 CCD (0.6 [□])	1.35 " "	70 amas / mois
EROS Recherche de Supernovae	1997	Marly 1.-m (ESO)	EROS 8-CCD (1.□)	0.6 " "	~ 50 [□] / mois

TAB. 3.7 – Les recherches de supernovae actuellement en cours à distance intermédiaire. Sont présentés outre le nom de l'équipe, la date du commencement de la recherche de supernovae de l'équipe, le télescope employé, et les caractéristiques du détecteur. Dans la dernière colonne est indiqué la surface totale observée par mois. La plupart des informations proviennent des pages sur la toile des équipes ainsi que de [Adams, 1997].

Equipe	Magnitude limite	SN déc. / SN id.	Domaine sondé (z)	Suivi (organisé) photométrique	Suivi (organisé) spectroscopique
MSSSO Search (suite)	$V \sim 19.$	25/7	0.02 – 0.08	MSSSO 2.3-m, 1.9-m, 1.3-m, CTIO 0.9-m	MSSSO 2.3-m, ARC ^e 3.5-m
POSS ^f -II (suite)	$B \sim 22.$	60/?	$z \sim 0.05^g$		
UT - McDO ^h Search (suite)	$V \sim 21.$	2/2	0.03 – 0.15	McDO 0.76-m, 0.9-m, 2.1-m, 2.7-m	McDO 2.1-m, HET ⁱ 9.2-m
EROS (suite)	$V \sim 21.5$	25/8	0.03 – 0.2	ESO-Danish 1.5-m, EROS 1-m	ESO-Danish 1.5-m, ESO 3.6-m, ARC 3.5-m

TAB. 3.8 – Les recherches de supernovae actuellement en cours à distance intermédiaire (suite). Dans la première colonne, le nom de l'équipe est maintenant en abrégé. La deuxième colonne présente le nombre total de supernovae découvertes (SN déc.) et de type identifié (SN id.) au 5 décembre 1997. Dans les deux dernières colonnes sont indiqués les télescopes avec lesquels l'équipe réalise le suivi des supernovae qu'elle a découvertes. La plupart des informations proviennent des pages sur la toile des équipes ainsi que de [Adams, 1997].

^a Mount Stromlo and Siding Spring Observatory.

^b Mont Stromlo Abell Clusters Supernova Search: //msowww.anu.edu.au/~reiss/Abell.SNSearch/.

^c Palomar Observatory.

^d Mac Donald Observatory.

^e Astrophysical Research Consortium, Apache Point Observatory, Nouveau Mexique.

^f Palomar Observatory Sky Survey.

^g Cette estimation s'appuie sur la magnitude moyenne de découverte des supernovae, la plupart de type Ia: $V \sim 18.$

^h University of Texas - Mac Donald Observatory.

ⁱ Hobby Eberly Telescope.

photographiques conduisit à entreprendre en 1991 une seconde cartographie de l'hémisphère Nord, baptisée *The Second Palomar Sky Survey* (POSS-II). Elle est effectuée sur le même télescope, le Oschin Schmidt de 1.2-m. Jean Mueller réalise la détection des supernovae par l'étude visuelle des plaques photographiques prises pour ce projet. Bien que les magnitudes limites de POSS-II dans les bandes B et R soient respectivement égales à $m_B \sim 22.5$ et $m_R \sim 21$, les supernovae qui y sont découvertes sont assez proches.

Deux recherches utilisent actuellement des détecteurs CCD: *The Mont Stromlo Abell Cluster Supernovae Search*, qui a débuté en 1996, et le groupe texan *The University of Texas – Mac Donald Observatory Supernovae Search*, qui a commencé en 1997.

Le projet *The Mont Stromlo Abell Cluster Supernovae Search*, conduit actuellement par L. Germany, D. Reiss et B. Schmidt, présente de nombreux points communs avec la recherche d'EROS. Il utilise la caméra CCD grand champ d'une expérience de recherche de microlentilles, celle du groupe MaCHO, qui leur ont cédé 5% de leur temps d'observation. Ses buts sont d'étudier la fonction de luminosité des supernovae, les erreurs systématiques potentielles lors de l'utilisation des supernovae de type Ia comme chandelles standard et de manière générale les courbes de lumière, l'évolution spectrale et les taux d'explosion des supernovae. Cependant, contrairement à EROS dont les champs sont choisis "au hasard", la recherche du Mont Stromlo est restreinte à 70 amas d'Abell de décalage vers le rouge maximal $z \sim 0.08$. Cela leur permet d'effectuer à nouveau l'étude des vitesses particulières de ces amas réalisée auparavant par [Lauer et Postman, 1994], en utilisant les supernovae de type Ia comme indicateur de distance au lieu de la galaxie la plus lumineuse de chaque amas (voir chapitre 2). Le suivi photométrique et spectroscopique est effectué à l'observatoire du Mont Stromlo (Australie) ou sur des télescopes américains.

L'équipe texane *The University of Texas – Mac Donald Observatory Supernovae Search*, menée par M. Adams, utilise un télescope et une caméra de surface comparable à celle d'EROS. Elle bénéficie de temps d'observation sur les télescopes de l'observatoire de Mac Donald (Texas) pour le suivi des supernovae, en particulier sur le futur télescope Hobby-Eberly dont le miroir primaire est composé de 91 miroirs hexagonaux de 1-m.

Les caractéristiques de ces recherches sont résumées dans les tableaux 3.7 et 3.8.

Recherche à grande distance

Il existe actuellement deux équipes de détection et d'étude des supernovae lointaines: *The Supernova Cosmology Project* ([Perlmutter et al., 1998]) et *The High-Z Supernovae Search* ([Schmidt et al., 1998]). B. Schmidt conduit aussi la recherche à distance intermédiaires du *Mont Stromlo*, et S. Perlmutter organise actuellement une recherche intensive dans ce même domaine de distance pour le printemps 1999, en collaboration entre autre avec EROS. Les équipes et leur recherches sont présentées dans le tableau 3.9 et leurs résultats ont été évoqués en détail dans le chapitre 2.

Les buts de ces deux projets sont similaires: découvrir un grand nombre de supernovae de type Ia lointaines, les étudier photométriquement et spectroscopiquement, et les utiliser pour déterminer les paramètres cosmologiques ($\Omega_M; \Omega_\Lambda$), les variations spatiales de H_0 , les vitesses particulières, les taux de supernovae dans le passé.

Le *Supernova Cosmology Project* fut le premier groupe (1992) à détecter un grand nombre de supernovae lointaines, et en prévoir la détection, ce qui permet de demander à l'avance le temps de télescope pour en effectuer le suivi. EROS s'est inspiré de cette

méthode. On constate d'autre part que l'avènement très récent de caméras CCD de grandes tailles (supérieure à $0.25''$) montées sur des télescopes de grand diamètre (de la classe des 4-m) a été décisif pour la pleine réussite de ce projet. Le suivi photométrique est effectué sur de nombreux télescopes, sur des continents différents, ce qui nécessite un travail important de coordination. Quelques observations avec le HST ont été effectuées. De plus, la spectroscopie des supernovae à un décalage vers le rouge de ~ 1 , nécessite l'emploi de télescopes de la classe des 8-m.

Le projet *High Z-Supernovae Search* a débuté en 1995, et utilise les mêmes méthodes. Ces deux projets ont découvert une centaine de supernovae lointaines.

Les cartographies du ciel effectuées sur des télescopes de 4-m avec des caméras grand champ peuvent être "détournées" pour rechercher des supernovae. Le groupe français mené par R.Pain projette ainsi d'utiliser les futurs comptages de galaxies et recherches d'arcs gravitationnels réalisées avec le télescope franco-canadien d'Hawaï (CFHT 4-m) et la caméra CFH12k ($0.25''$).

Date des campagnes	Télescope	Détecteur (CCD)	Taille du pixel	Magnitude limite	Nombre de SN / SNI	Domaine sondé (z)
The Supernova Cosmology Project						
Avr. 92	INT 2.5-m	EEV5 (0.03 [□])	0.54''	$R \sim 23.$	1/1	0.5
Déc. 93	INT 2.5-m	EEV5	0.55''	$R \sim 22.5$	4/3	0.2 – 0.4
Fév. 94	KPNO 4-m	T2KB (0.07 [□])	0.47''	$R \sim 23$	2/2	0.4
Oct. 94	INT 2.5-m	EEV5	0.55''	$R \sim 23$	1/1	0.4
Nov. 95	CTIO 4-m	PFC	0.43''	$R \sim 23.5$	11/10	0.4 – 0.6
Avr. 96	CTIO 4-m	PFC (0.06 [□])	0.43''	$R \sim 23.5$	9/8	0.4 – 0.7
Jan. 97	CTIO 4-m	PFC	0.43''	$R \sim 24.$	14/12	0.2 – 0.7
Mar. 97	CTIO4 -m	BTC (0.25 [□])	0.43''	$R \sim 24.$	16/10	0.3 – 0.8
Déc. 97	CTIO 4-m	BTC	0.43''	$R \sim 24.5$	17/15	0.3 – 0.9
The High Z-Supernovae Search						
1995	CTIO 4-m	PFC (0.06 [□])	0.43''	$R \sim 24.$	3/3	0.2 – 0.5
1996	CTIO 4-m	PFC	0.43''	$R \sim 24.$	29/19	0.2 – 0.6
1997	CTIO 4-m	BTC??	0.43''	$R \sim 24.$	23/5	0.2 – 0.6
Mai 97	CFHT 4-m	UH8K (0.25 [□])	0.21''	$I \sim 25.$	11/4	0.5 – 1.
Nov. 97	CFHT 4-m	UH8K	0.21''	$I \sim 24.5$	5/1	0.2
Fév. 98	CTIO 4-m	BTC??	0.43''	$I \sim 24.5$	9/3	0.6 – 0.9

TAB. 3.9 – *Caractéristiques des recherches de supernovae à grande distance menées par The Supernova Cosmology Project et The High Z-Supernovae Search. Les nombres de supernovae détectées et classifiées comme type Ia présentés proviennent de [Kim. (communication privée), 1998] pour The Supernova Cosmology Project et pour The High Z-Supernovae Search de circulaires IAU. Les domaines de distance indiqués correspondent aux décalages vers le rouge des SNIa. Les magnitudes limites sont tirées de [Pain (communication privée), 1998] et de [Schommer, 1998], ainsi que des circulaires IAU citées précédemment. On constate que l'accroissement régulier avec le temps de la surface de la caméra CCD utilisée, ainsi que de la magnitude limite atteinte, se traduit comme il se doit par une augmentation du nombre de supernovae découvertes, et de leur distance moyenne.*

Chapitre 4

Détection des Supernovae

Les images de recherche de supernovae doivent être traitées dans la nuit qui suit leur observation, et la quantité importante de données à traiter (plusieurs Gigaoctets par nuit) exige une automatisation du traitement. A cette fin, j'ai conçu, développé et mis au point la chaîne de traitement des images supernovae qui fait l'objet de ce chapitre.

Je présenterai tout d'abord le principe et l'organisation de la chaîne de traitement, puis je détaillerai le fonctionnement et les performances des différentes étapes du traitement : l'alignement photométrique et géométrique, la correction des différences d'étalement des étoiles par convolution, et finalement la détection et la sélection des candidats supernovae sur l'image soustraite.

4.1 Présentation

Je présente rapidement dans cette section les objectifs et le principe du système de traitement des images de recherche de supernovae.

4.1.1 Chaîne de traitement automatique

La chaîne de traitement des images pour la recherche des supernovae doit permettre de traiter dans la journée qui suit leur observation un volume de données de 1 à 3 Gigaoctets : elle doit donc être rapide. Si l'utilisateur est en France, la chaîne de traitement fonctionne en revanche sur les machines d'acquisition au Chili : il est alors nécessaire d'automatiser la chaîne de traitement, afin de réduire les interventions de l'utilisateur. Un système de contrôle du déroulement des tâches exécutées par la chaîne de traitement permet d'en surveiller le bon fonctionnement, et d'identifier les éventuels problèmes. Enfin, les fichiers contenant les résultats du traitement des images — les candidats supernovae — sont rapatriés par le réseau en France pour être examinés visuellement. Leur volume doit en conséquence être limité. Ils comprennent un fichier ASCII résumant les caractéristiques des candidats, et une image FITS qui rassemble les “vues” des candidats sur les images utilisées pour le traitement : image courante et fractionnées, mais aussi image référence et flat field afin d'examiner l'environnement du candidat. Ainsi, tous les candidats des 8 CCD d'un champ sont présentés sur une seule image FITS appelée mosaïque des candidats. Ces

deux fichiers produits automatiquement pendant le traitement regroupent les informations relatives aux candidats supernovae détectés.

4.1.2 Principe de détection des supernovae

Les images utilisées pour la détection des supernovae sont celles de la voie bleue d'EROS. Les images de la voie rouge ne serviront qu'à établir les relations de calibration utilisées au chapitre 6. Pour détecter une supernova, on compare une image d'un même champ prise au cours de la nuit, l'image courante, à une image prise quelques semaines plus tôt, l'image référence. Pour cela, on soustrait l'image référence de l'image courante, après les avoir alignées photométriquement et géométriquement. On compense les différences d'étalement des étoiles entre les deux images en les convoluant. Ce procédé est résumé en figure 4.1. Une fois la soustraction obtenue, on détecte sur celle-ci les sources ponctuelles, puis on sépare les supernovae des artefacts de soustraction. L'examen visuel de la mosaïque de candidats achève le rejet des faux candidats et la sélection des supernovae.

Les images sont découpées en quatre et traitées par quart d'image, afin de tenir compte des variations locales des caractéristiques des images déterminant les transformations à appliquer. La numérotation des quatre quarts est indiquées en figure 4.2.

Dans la section 4.2, nous présentons l'organisation et l'utilisation de la chaîne de traitement automatique. Nous décrivons dans la section 4.3 la méthode de soustraction d'images. La détection des supernovae sur l'image soustraite est évoquée en détail dans la section 4.4.

4.2 Une détection automatique

Nous présentons ici l'organisation de la chaîne de traitement, le système de détection et diagnostique d'erreur et les fichiers contenant les informations sur les candidats supernovae.

4.2.1 Structure de la chaîne de traitement automatique

Comme décrit au chapitre 3, trois machines sont actuellement disponibles pour le traitement des images en ligne à La Silla. Les machines d'acquisition "rouge" et "bleue" réduisant les données des voies correspondantes sont chapeautées par la machine maître qui les coordonne, afin que les images rouge et bleue prises simultanément soient traitées en parallèle.

Le traitement des images supernovae s'inspire de la chaîne d'acquisition. Il utilise les 8 CCD des images brutes fractionnées et réduites de la voie bleue¹. Elles sont stockées pendant la nuit sur les disques de la machines d'acquisition "bleue". Les deux machines d'acquisition sont employées à traiter les images, la division du travail s'effectuant d'après le numéro de CCD : la machine bleue traite les CCD 0, 1, 2, 3 et la machine rouge les CCD 4, 5, 6, 7. La machine maître envoie l'ordre de traitement simultanément aux deux machines. Les images de référence des champs ainsi que les résultats du traitement : fichiers

1. Voir chapitre 3, section 3.2.1 pour la définition de ces termes.

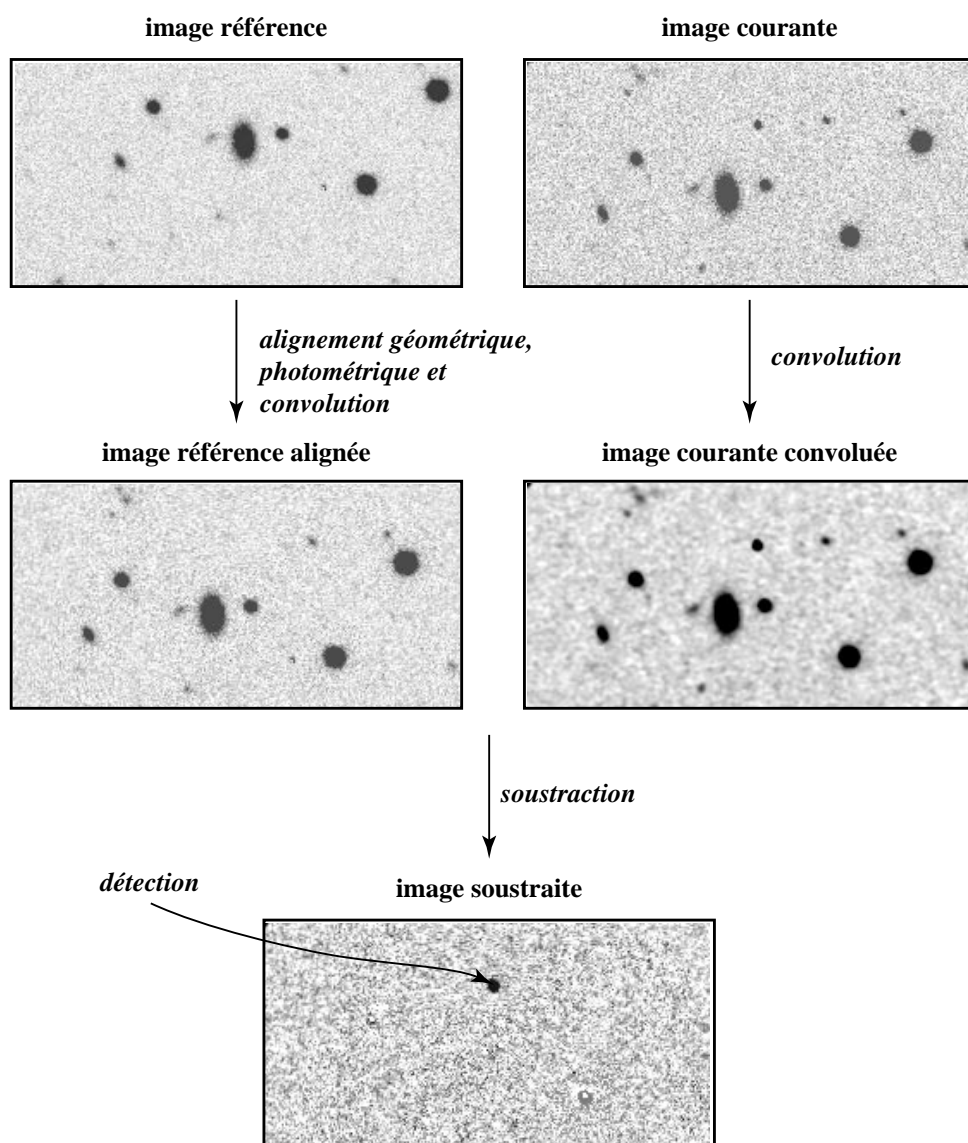


FIG. 4.1 – Méthode de détection des *supernovae* par comparaison de deux images de dates différentes : on retranche à l'image du champ prise dans la nuit (image courante) une image du même champ obtenue au minimum 15 jours auparavant (image référence). Avant soustraction, l'image référence est alignée géométriquement et photométriquement, et les deux images sont convoluées afin de corriger les différences d'étalement des étoiles d'une image à l'autre. On détecte ensuite sur l'image soustraite les sources nouvellement apparues (ici probablement un astéroïde).

Découpage en 4 quarts des CCD

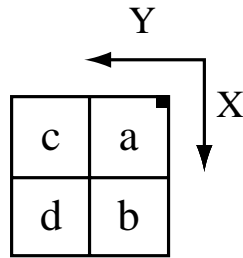


FIG. 4.2 – Découpage en 4 des CCD et étiquetage des 4 quarts ainsi obtenus.

de surveillance (*logs*), fichiers de candidats et mosaïques des images des candidats sont stockés sur les disques de la machine maître.

La chaîne de traitement est composée de *modules* écrits en shell script appelant des exécutables C++. Les programmes C++ utilisent une librairie de procédures développées spécifiquement pour le traitement des données d'EROS : PEIDA++ (pour “Programme pour l'Étude d'Images Destinées à l'Astrophysique”, [Ansari, 1996]). L'organisation des modules est hiérarchique, et comprend cinq niveaux : les module d'un niveau font appel aux modules des niveaux inférieurs. Les modules de premier et deuxième niveau effectuent le travail principal — la détection en apparition de sources ponctuelles par comparaison de deux images. Les modules de niveaux supérieurs permettent d'effectuer le traitement automatique des images prises pendant la nuit.

1. Modules de premier niveau :

- *Module 1a* — “*détection des cosmiques*” : ce module fabrique les listes des cosmiques présents sur l'image courante, pouvant simuler l'apparition d'une supernova. Il comprend deux étapes. La première ([Hamilton, 1999]) utilise le détecteur de sources lumineuses *Source Extractor* ([Bertin et al., 1996]) pour établir une liste de cosmiques potentiels à partir des deux images fractionnées d'une même pose. Lors de la deuxième étape, cette liste est convertie en liste de zones à masquer sur l'image soustraite, afin de ne pas y détecter de sources nouvellement apparues. Cette deuxième étape sera évoquée dans la section 4.4.2.
- *Module 1b* — “*détection des supernovae*” : c'est le module fondamental, puisqu'il lui incombe la détection des supernovae par comparaison de deux images FITS de tailles (identiques !) quelconques. Ce module exécute les tâches suivantes : soustraction des deux images et détection des sources ponctuelles (par un logiciel adapté, différent de *Source Extractor*) sur l'image soustraite. Leur fonctionnement et leurs performances seront décrites en détail dans les sections 4.3 et 4.4.
- *Module 1c* — “*mosaïques*” : ce module fabrique la mosaïque des images des candidats correspondant au traitement d'un CCD entier. Il est présenté dans la

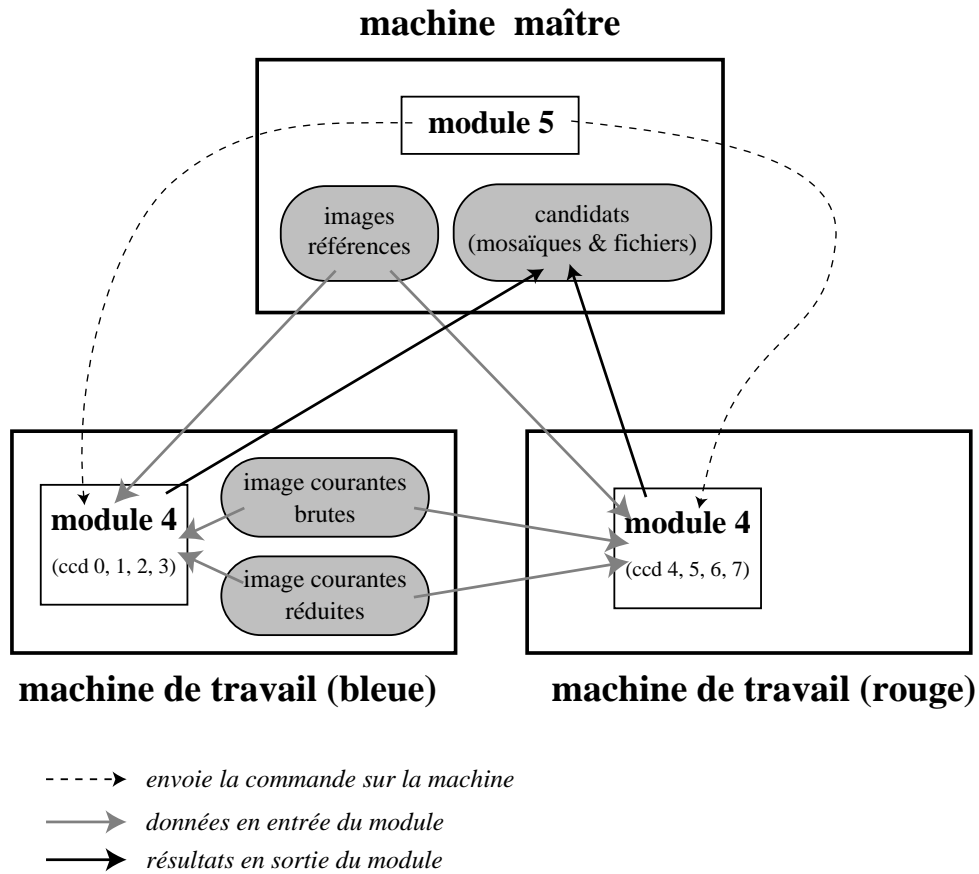


FIG. 4.3 – Organisation des machines et stockage des entrées (images références, images courantes, fractionnées brutes et réduites) et des sorties (images mosaïques et fichiers de candidats). Le module 5 exécuté sur la machine maître appelle le module 4 sur les deux machines de travail.

section 4.2.3.

2. Module de deuxième niveau : traitement d'un CCD entier

Il effectue le découpage en quatre quarts d'une image correspondant à un CCD et puis traite chaque quart avec le module 1b. Il emploie ensuite le module 1c pour fabriquer la mosaïque des images des candidats du CCD entier. Ce module permet donc de traiter un CCD entier.

3. Modules de troisième niveau :

Ces modules permettent le traitement automatique des CCD affectés à la machine employée (0, 1, 2 et 3 pour la machine bleue, 4, 5, 6 et 7 pour la machine rouge) pour chaque champ de recherche de supernova stocké sur la machine d'acquisition bleue.

- *Module 3a* — “déttection automatique des cosmiques” : dans le répertoire des images fractionnées brutes bleues, situé sur les disques de la machine d'ac-

quisition bleue, il sélectionne les CCD des champs de recherche de supernovae correspondants à la machine employée sur lesquels il effectue la détection des cosmiques avec le module 1a.

- *Module 3b* — “*détection automatique des supernovae*” : dans le répertoire des images réduites bleues, il sélectionne les CCD des champs de recherche de supernovae correspondants à la machine employée et y recherche les sources ponctuelles nouvellement apparues avec le module 2.

4. **Module de quatrième niveau** : traitement automatique pour chaque image de tous les CCD affectés à la machine de travail concernée

Il regroupe les modules 3a et 3b, c’est-à-dire qu’il permet d’effectuer l’identification des rayons cosmiques sur les CCD affectés à la machine employée pour *tous* les champs de recherche de supernovae, *puis* la détections des supernovae sur ces mêmes images. Ainsi, ce module permet le traitement complet et automatique des CCD attribués à la machine employée.

5. **Module de cinquième niveau** : traitement automatique des images de recherche sur les deux machines

Appelé à partir de la machine maître, il exécute en parallèle sur chacune des machines d’acquisition le module 4. Il réalise ainsi le traitement complet et automatique de tous les champs supernovae d’une nuit stockés dans les répertoires de l’acquisition.

Grâce à cette organisation modulaire, résumée en figure 4.3 et 4.4, il est possible d’exécuter la détection des supernovae sur un seul CCD, une seule image, ou toutes les images de la nuit. Le traitement automatique des données de la nuit est réalisé en exécutant le module 5 sur la machine maître.

Comme la chaîne d’acquisition, la chaîne de traitement des images supernovae s’appuie sur une organisation précise des répertoires contenant les données, les résultats, les exécutable et les modules en shell-script ainsi que des répertoires de travail. Il est aussi nécessaire de spécifier l’identité des machines de travail et de la machine maître. Ces renseignements décrivant l’environnement sont rassemblés dans un fichier de *configuration*, utilisé par tous les modules. Toute modification de l’environnement est ainsi facilement prise en compte et ne nécessite la modification que de quelques lignes du fichier de configuration. En cas de suppression d’une des machines de travail, on peut ainsi décider de traiter toutes les données sur une seule machine. Deux configurations sont proposées. L’une correspond au travail “en ligne”, c’est-à-dire que les images à traiter sont stockées 24 heures dans les répertoires de l’acquisition. L’autre, relatif au travail “hors ligne”, permet en cas de problème de déplacer les images de la nuit dans un répertoire de la machine maître prévu à cet effet et de les traiter ultérieurement.

Quelque soit la configuration choisie, le traitement automatique des données est effectué par le même module, le module 5.

De plus, parce que les modules gardent trace des images déjà traitées, il est possible d’interrompre le traitement puis de le continuer à nouveau là où il s’était arrêté.

CHAÎNE DE TRAITEMENT AUTOMATIQUE DES IMAGES POUR LA RECHERCHE DE SUPERNOVAE

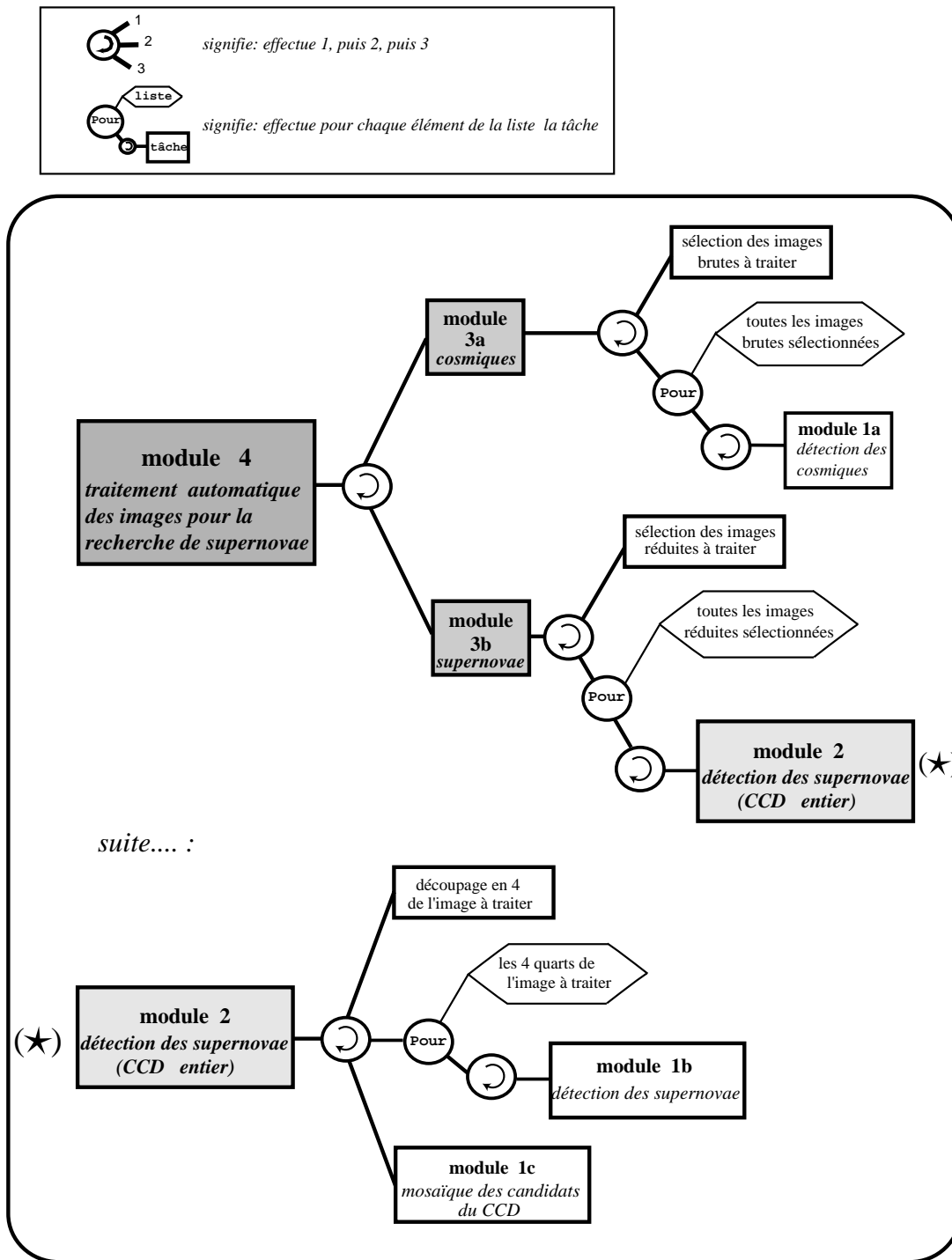


FIG. 4.4 – Organisation de la chaîne de traitement des images supernovae. Le module 4 est appelé sur les deux machines de travail, qui traite chacune 4 CCD de chaque image des champs de recherche de supernovae.

La description et l'utilisation de la chaîne de détection en ligne des supernovae sont exposées en détail dans deux notes EROS [Hardin, 1998a] et [Hardin, 1998b], présentées dans les annexes A et B .

4.2.2 Contrôle du déroulement des tâches

Le contrôle des tâches est assuré au moyen de fichiers *logs* dans lesquels s'inscrivent les paramètres clefs des étapes du traitement : établissement des listes de cosmiques, catalogues de sources sur les images, soustraction des images et détection des candidats sur le cliché soustrait.

Ceci permet de repérer les images défectueuses (pour lesquelles le nombre de cosmiques détectés est extravagant par exemple), et de suivre plus généralement l'évolution des paramètres impliqués : étalement des étoiles dû aux turbulences atmosphériques (seeing), décalage géométrique, absorption etc. Un fichier plus général permet de suivre le déroulement informatique des tâches : s'y inscrivent les tâches exécutées, leur durée et les messages et diagnostics d'erreur éventuels. Les erreurs les plus fréquentes sont causées par des images défectueuses (mauvaises coordonnées, condensation sur le hublot de la caméra, problème électronique, vent important, etc.).

4.2.3 Vérification visuelle des candidats

Les candidats détectés par la chaîne de traitement ne sont pas tous des supernovae. L'examen visuel des candidats est la plupart du temps la méthode la plus rapide pour en décider la nature. Cependant, cet examen ne peut être pratiqué que pour un petit nombre de candidats, sous peine de devenir fastidieux. C'est pourquoi les candidats sont d'abord sélectionnés par la chaîne de détection à raison de 1 sur 700 (voir section 4.4.4).

Afin de pouvoir consulter aisément les images du traitement, on assemble pour chaque candidat des vignettes de 100×100 pixels découpées autour de celui-ci sur l'image courante et les images fractionnées, et des vignettes de taille identique centrées à la position qu'occuperait le candidat sur l'image référence, et les flat fields. On ajoute le numéro du CCD (en chiffres arabes), et le numéro du candidat (en chiffres romains). Un exemple est présenté en figure 4.5. Différents critères permettent par l'étude de ces vignettes le rejet des artefacts, qui seront décrits dans la section 4.4.5.

A l'aide de ces éléments, on compose une mosaïque qui permet de présenter en une seule image FITS tous les candidats (au maximum 10 candidats par CCD) des 8 CCD d'un champ (figure 4.6). Les candidats identifiés comme "mauvaise soustraction", sont étiquetés "MS". Ils y sont présents pour information, mais ne sont pas pris en compte. La mosaïque de candidats est créée automatiquement par le module *lc*.

A la mosaïque de candidats s'ajoute un fichier ASCII résumant les caractéristiques des candidats mesurées par la chaîne de traitement. Il sert de support à l'examen visuel : on y trouve les paramètres décidant de la sélection du candidat, comme le flux, ou la taille, ainsi que des informations additionnelles concernant par exemple la variation de flux de l'objet hôte du candidat.

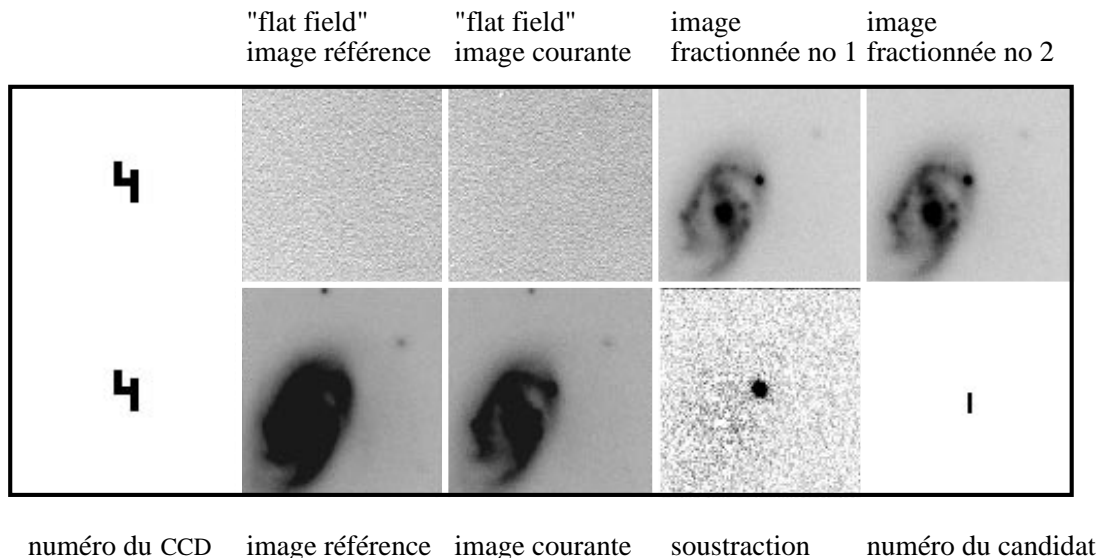


FIG. 4.5 – *Elément de la mosaïque des candidats. Le candidat — la supernova SN 1998cj — est présent sur l'image référence et les images fractionnées. On peut constater sur les flat fields l'absence de défaut du CCD.*

4.3 Soustraction des images

La section suivante est consacrée aux trois étapes que comporte la soustraction des images références et courantes : l'alignement géométrique et photométrique, et la correction des différences d'étalement des étoiles entre les deux images.

4.3.1 Alignements géométrique et photométrique

Pour aligner géométriquement et photométriquement les images référence et courante, on établit leurs catalogues d'objets avec le logiciel Source Extractor. La comparaison des positions (respectivement des flux) des sources lumineuses sur les deux images permet de déterminer la transformation géométrique (respectivement photométrique) à appliquer à l'image référence. La méthode de recalage photométrique consiste en une simple multiplication de l'image. En revanche, l'alignement géométrique demande une interpolation des pixels, pour laquelle deux techniques ont été étudiées.

Construction du catalogue des objets

Le logiciel Source Extractor² ([Bertin et al., 1996]) permet d'établir rapidement le catalogue des positions et des flux des sources ponctuelles ou étendues présentes sur une image.

Le seuil de détection est fixé à la valeur du fond de ciel plus N fois la variance σ de la distribution fond de ciel. Nous prendrons pour le traitement de nos images $N = 2$. Source Extractor sélectionne les proto-objets, des groupes connexes composés d'éléments

2. Nous utilisons la version — déjà ancienne — 1.2b5b.

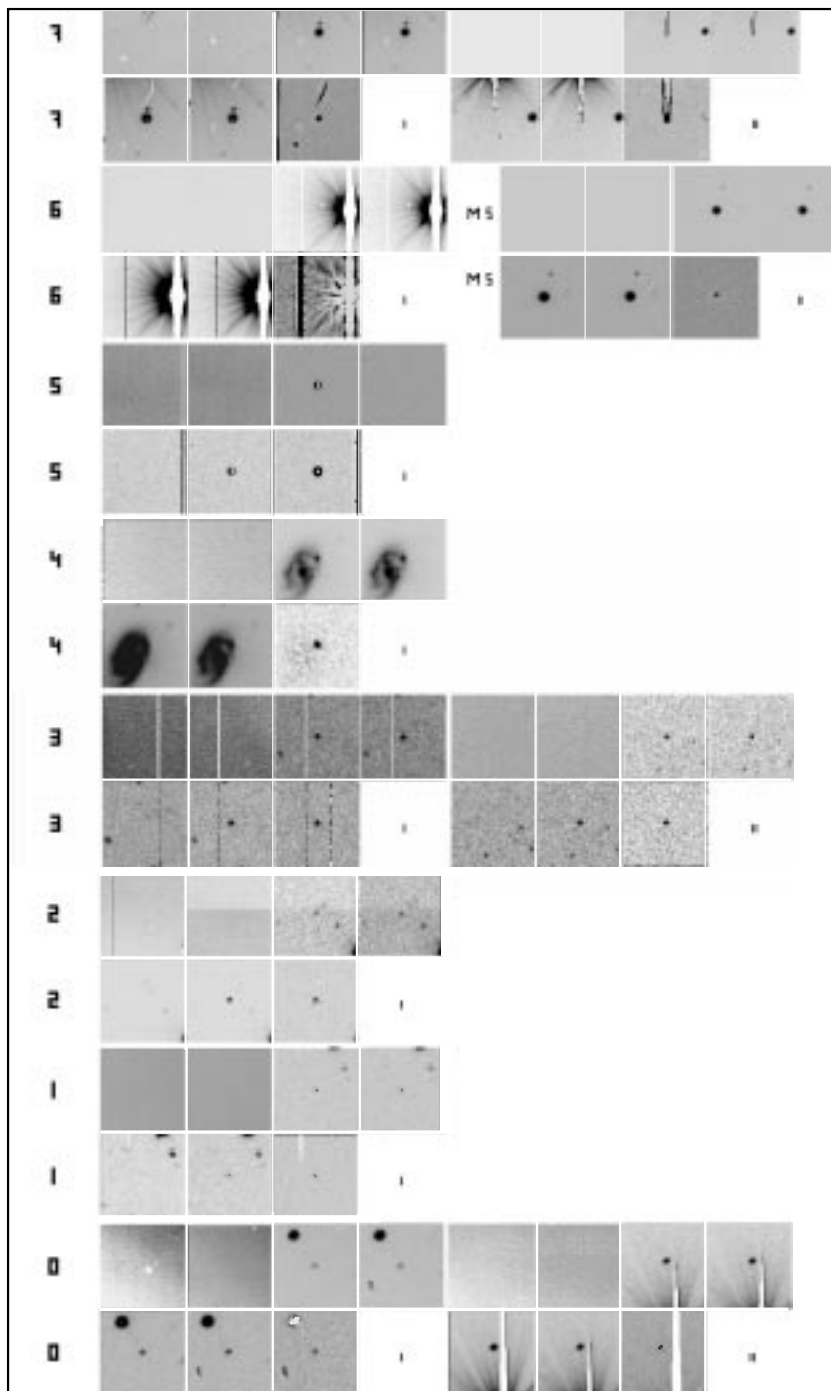
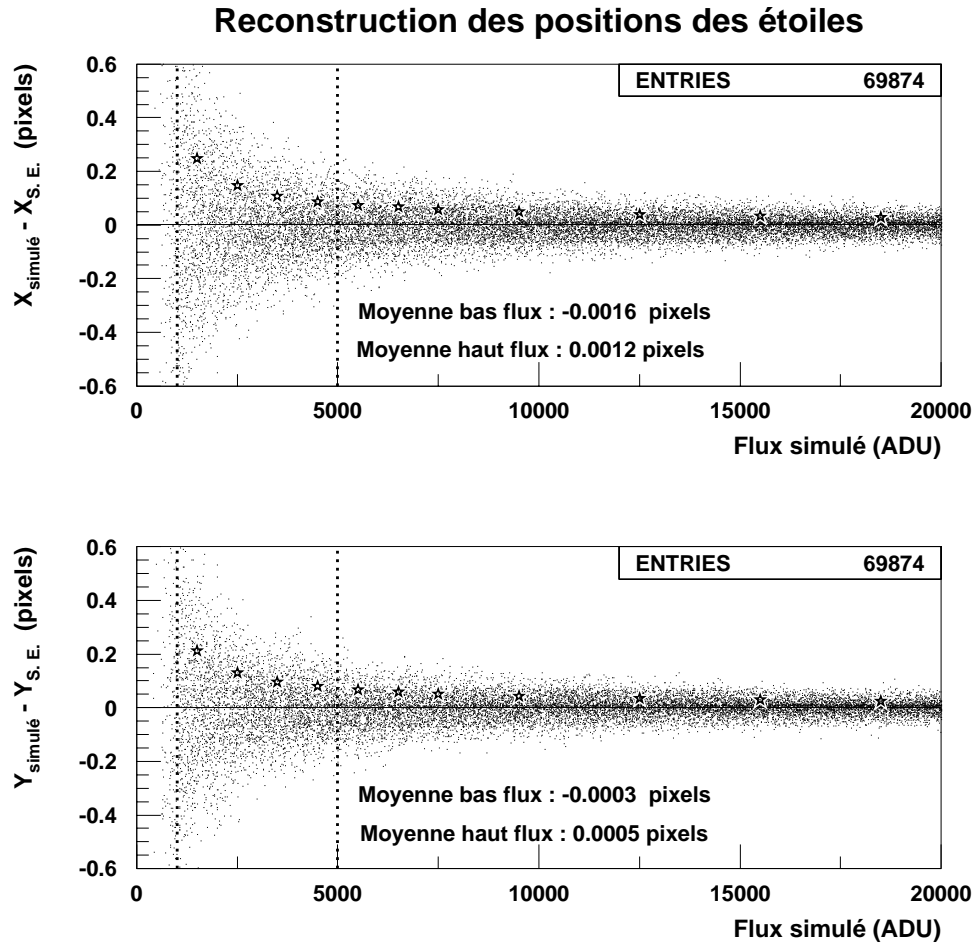


FIG. 4.6 – *Mosaïque des candidats. Les candidats regroupés ici sont : des astéroïdes (CCD1-I, CCD2-I, CCD3-I et II), un cosmique ayant échappé à la détection des cosmiques, (CCD5-I), des étoiles saturées (CCD0-II, CCD6-I et CCD7-II), des étoiles variables (CCD0-I, CCD7-I) et une supernova (CCD4-I). La mauvaise soustraction du CCD6-II est présentée pour information, le sigle MS qui l'accompagne permet de la distinguer des candidats proposés. La mosaïque regroupe habituellement une dizaine de candidats.*



Seuil de recherche et de photométrie à 2σ

FIG. 4.7 – Précision de reconstruction des positions par *Source Extractor* (*S.E.*). La différence des positions des étoiles simulées et reconstruites par *S.E.* est tracée pour chaque étoile en fonction du flux simulé. Les étoiles simulées sont isolées, de profil gaussien de caractéristiques $\{\sigma_x = 1.5 \text{ pixels}, \sigma_y = 1.3 \text{ pixels}, \rho = 0.\}$ (voir équation 4.2). La variance de la distribution par intervalle de flux est indiquée par des étoiles. La moyenne des différences entre position mesurée et simulée est calculée dans le domaine des bas flux (flux compris entre 1000 et 5000 ADU) ainsi que dans le domaine des hauts flux (flux compris entre 10000 et 50000 ADU). Les limites du domaine des bas flux sont indiquées en pointillés.

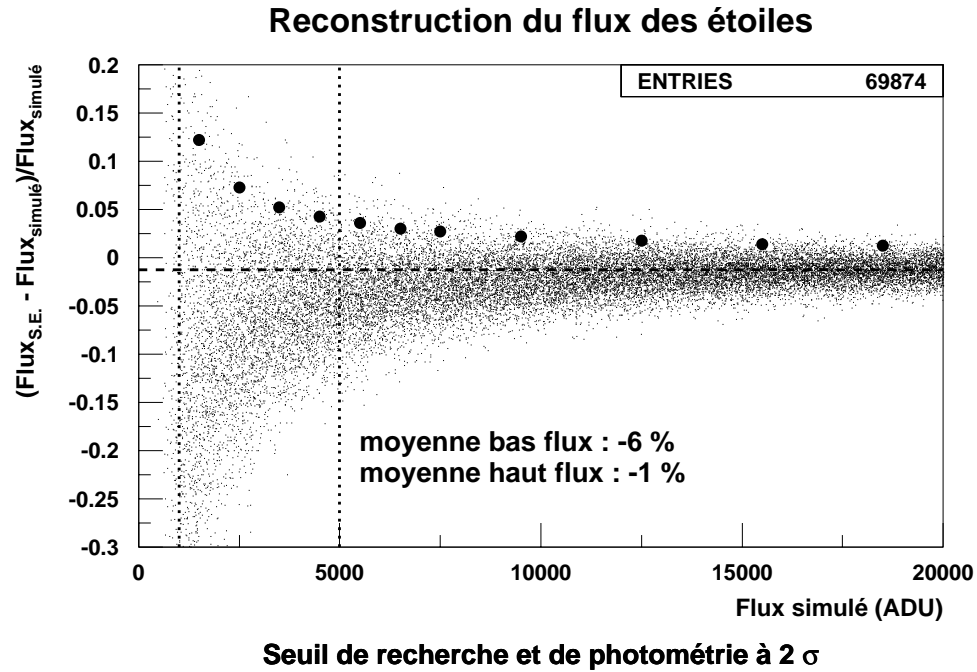


FIG. 4.8 – Précision de reconstruction des flux par *Source Extractor*: les étoiles sont simulées comme décrit en figure 4.7. La variance de la distribution par intervalle de flux est indiquée par des points. La moyenne des différences entre flux mesuré et flux simulé calculée dans le domaine des bas flux (flux compris entre 1000 et 5000 ADU) est de 6%. Dans le domaine des hauts flux (flux compris entre 10000 et 50000 ADU), elle est de 1%. Les limites du domaine des bas flux sont indiquées en pointillés. Le seuil de détection et de photométrie des objets est placé à 2σ du bruit du fond de ciel (σ est la variance de la distribution du fond de ciel sur l'image). Pour un seuil à 3σ , les résultats sont similaires.

de 8 pixels, la valeur de chaque pixel étant supérieure au seuil de détection. Pour chaque groupe sélectionné, le profil de luminosité est calculé, et le proto-objet est éventuellement séparé en plusieurs objets distincts. Les pixels du proto-objet situés à mi-chemin entre deux ou plusieurs des objets distincts le composant leur sont attribués selon une loi de probabilité prenant en compte la forme des objets et leur flux. Chaque objet est finalement défini par la liste des pixels lui appartenant. Les moments des objets sont ensuite calculés : le barycentre des pixels fournit la position, et les moments d'ordre 2 fournissent les paramètres de forme.

Lorsque l'objet est isolé, Source Extractor emploie une photométrie d'ouverture, dont le rayon est calculé par l'algorithme de Kron [Kron, 1980]. Dans le cas contraire, une magnitude isophotale est calculée en comptabilisant le flux des pixels de l'objet dont la valeur est supérieure au seuil de photométrie (ici le même que celui de détection). Cette magnitude isophotale est ensuite corrigée en magnitude "totale" en ajoutant une contribution dépendant du seuil de photométrie, de la magnitude isophotale et de l'aire de l'objet.

Enfin, Source Extractor propose une classification des objets en étoile ou galaxies. Un réseau neuronal entraîné sur des images simulées attribue à chaque objet, à partir des aires de ses isophotes et de la valeur de son pixel maximal, un coefficient CLASS STAR compris entre 0 et 1 : 0 pour une galaxie, 1 pour une étoile, une valeur intermédiaire caractérisant un objet ambigu. Cette classification n'est véritablement utilisée que lors du calcul de l'efficacité du logiciel de détection : nous y reviendrons à cette occasion dans le chapitre 6.

Pour plus de détails, on pourra consulter [Bertin et al., 1996], ainsi que la documentation de Source Extractor disponible sur la toile à l'adresse <http://terapix.iap.fr/seextractor/>.

Les performances de Source Extractor sont testées sur des images simulées d'étoiles isolées (figures 4.7 et 4.8). Les positions des étoiles de flux supérieur à 5000 ADU sont déterminées au dixième de pixel. Dans le domaine des bas flux (flux compris entre 1000 et 5000 ADU), Source Extractor perd systématiquement 6% du flux, et 1% dans le domaine des hauts flux (flux compris entre 10000 et 50000 ADU). La précision photométrique est meilleure que 5% pour des flux supérieurs à 5000 ADU.

Alignement photométrique

La transformation photométrique, de la forme :

$$\text{Flux}_{\text{image courante}} = \alpha \text{Flux}_{\text{image référence}} + \beta \quad (4.1)$$

est déterminée sur les objets dont le pixel maximum est compris entre une valeur minimale de 500 ADU et la valeur de saturation du CCD. On impose de surcroît que le paramètre CLASS STAR soit supérieur à 0.5. Ces deux critères permettent de sélectionner des objets stellaires de flux supérieur à environ 5000 ADU. La distribution de flux des objets des images référence (image 1) et courante (image 2) est présentée en figure 4.9. La transformation 4.1 est appliquée aux pixels de l'image référence.

En figure 4.10 est présentée la distribution des coefficients photométriques déterminés par quart de CCD sur les champs traités en octobre 1997. Notons qu'un coefficient photométrique élevé correspond à une image référence d'absorption plus importante que l'image courante, et vice-versa.

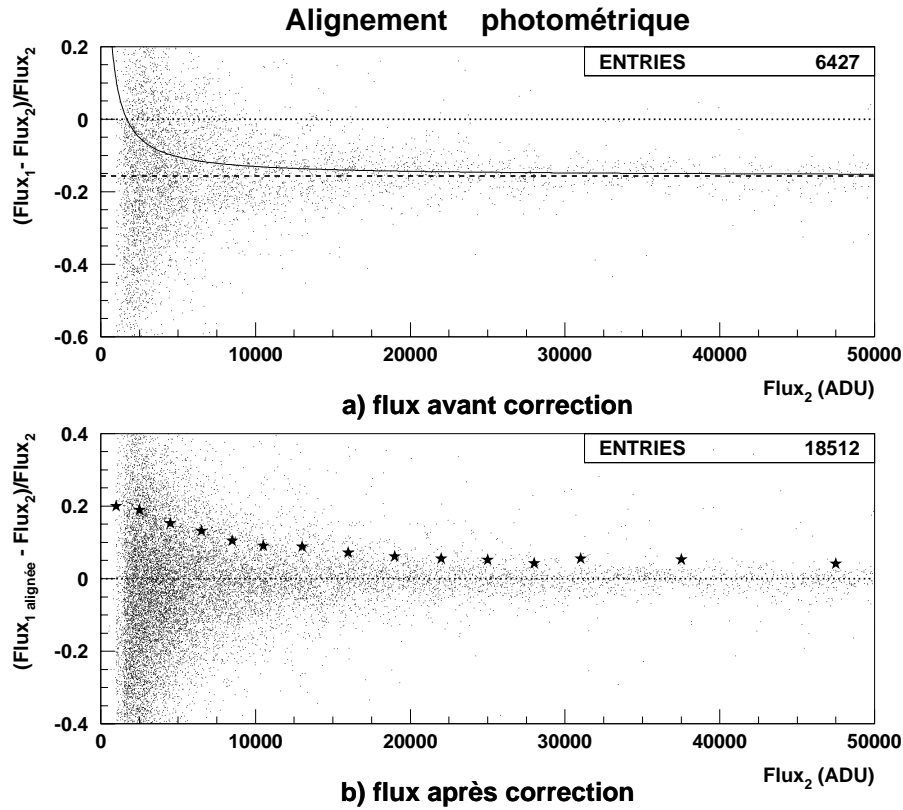


FIG. 4.9 – a) Distribution des flux des objets sur l'image référence (image 1) et l'image courante (image 2) pour 7 CCD d'un même champ. La relation 4.1 ajustée sur cette distribution est indiquée en trait plein. Le coefficient d'absorption α est de 16% (ligne en tiret). b) Distribution des flux après application de la transformation photométrique 4.1, pour les objets des 7 CCD de 3 champs. La variance de cette distribution par intervalle de flux est indiquée par des étoiles. La dispersion est compatible avec celle obtenue sur des images simulées (figure 4.8).

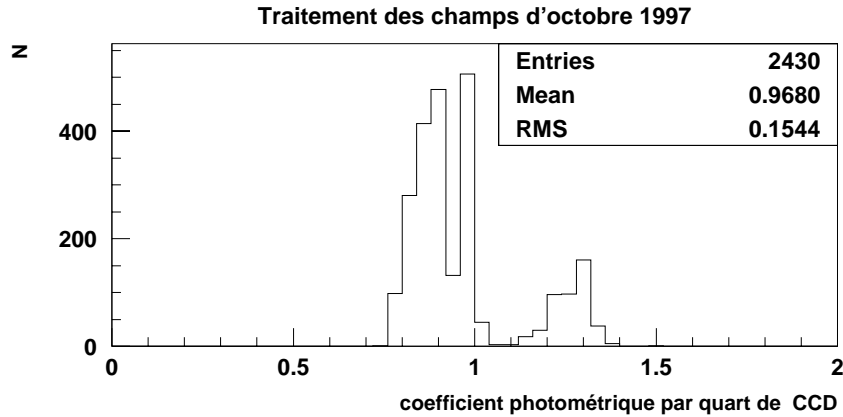


FIG. 4.10 – *Distribution du coefficient photométrique calculé sur chaque quart de CCD pour les champs traités en octobre 1997. L'image référence est multipliée par ce coefficient afin d'aligner les flux de ses étoiles sur ceux de l'image courante. Cette information est conservée par la chaîne de traitement (fichiers logs).*

Alignement géométrique

Les images référence et courante présentent un décalage en déclinaison (x) et en ascension droite (y) d'une dizaine à une centaine de pixels.

Pour estimer la transformation géométrique à appliquer à l'image référence afin de l'aligner avec l'image courante, on sélectionne, comme pour l'estimation de la transformation photométrique, les objets stellaires dont la valeur du pixel maximal est supérieure à 500 ADU. En revanche, on ne rejette pas les objets saturés. La transformation — une translation composée à une rotation — est ensuite déterminée par une méthode de maximum d'histogramme. La différence entre la position d'un objet sur l'image courante, et sa position sur l'image de référence transformée géométriquement est présentée en figure 4.11 : la précision d'alignement est inférieure à 3 dixième de pixels pour des objets de flux supérieur à 5000 ADU, et atteint 2 dixième de pixels pour ceux supérieur à 10000 ADU : cette précision est compatible avec les performances de Source Extractor sur images simulées.

Une fois la transformation déterminée, il s'agit de l'appliquer à l'image référence, qui est pixélisée : on peut considérer qu'une image pixélisée est une image continue à laquelle on a appliqué une grille de discrétisation. Transformer géométriquement l'image revient à vouloir lui appliquer une grille de discrétisation différente (figure 4.12), obtenue en transformant géométriquement la grille de discrétisation originale. Ainsi, pour transformer géométriquement l'image référence, on interpole ses pixels afin d'en obtenir une description continue, et on applique la nouvelle grille de discrétisation.

La méthode d'interpolation la plus simple et la plus rapide est l'interpolation bilinéaire. En figure 4.13 sont présentés les profils d'une étoile simulée dont le centre coïncide avec celui d'un pixel sur l'image courante et est décalé de 0.5 pixels en x sur l'image référence.

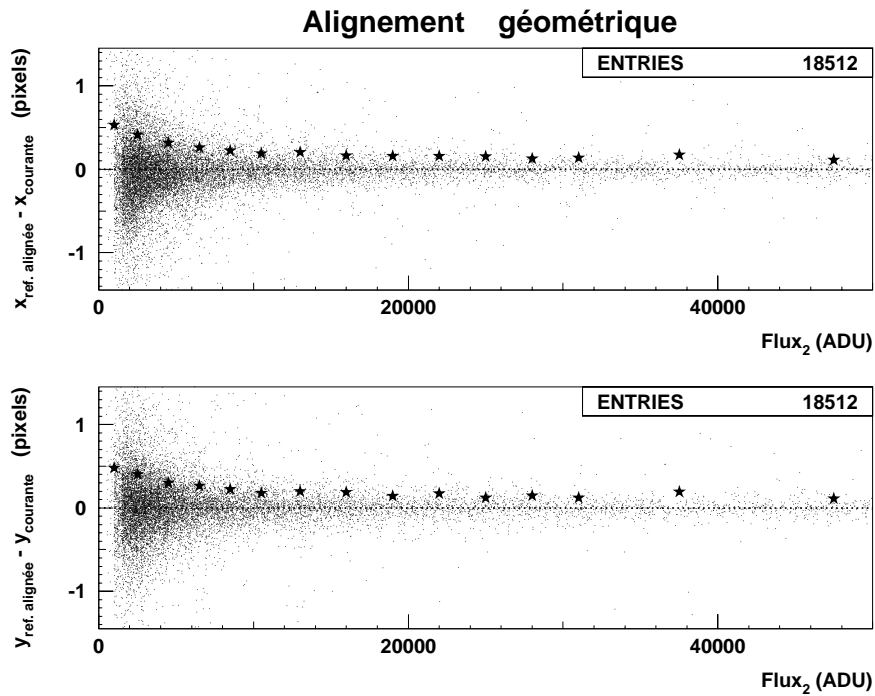


FIG. 4.11 – Distribution en fonction du flux des différences entre les positions des objets sur l'image courante, et celles calculées en appliquant la transformation géométrique aux positions déterminées sur l'image référence. La variance de cette distribution par intervalle de flux est indiquée par des étoiles. La dispersion est un peu dégradée par rapport à celle obtenue sur des images simulées (figure 4.7).

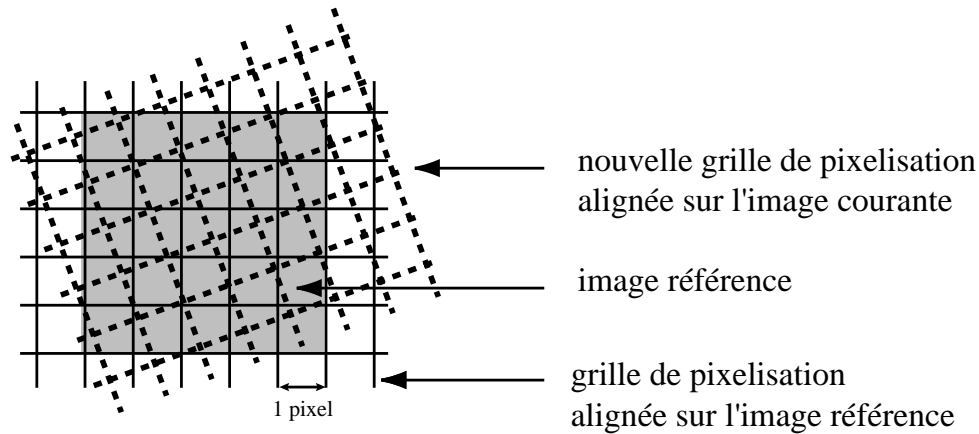


FIG. 4.12 – Illustration du principe de la transformation géométrique d’une image. Seule les valeurs de l’image référence (en grisé) correspondant à la grille de pixelisation en trait plein sont connues. Pour la transformer géométriquement, il faut déterminer ses valeurs selon la grille de pixelisation transformée (en pointillé). Pour cela, on reconstruit une image continue en interpolant la grille de pixels originale, puis on lui applique la nouvelle grille de pixelisation.

On constate que le décalage de la pixelisation sur l’image référence provoque l’écrêtage du profil de l’étoile. Si l’interpolation bilinéaire est la méthode la plus rapide, elle ne permet pas cependant de compenser cet écrêtage : après interpolation et translation, le profil de l’étoile reste écrêté (figure 4.14). En utilisant simplement les pixels adjacents, l’interpolation bilinéaire ne peut reconstruire l’information perdue sur la hauteur du pic de l’étoile. La soustraction de l’image référence et de l’image courante présente un résidu à l’emplacement de l’étoile (figure 4.16).

En revanche, l’interpolation “spline”³ de l’image référence, qui utilise plus d’informations (les pixels voisins, ainsi que des hypothèses quant à la forme du profil) évite en partie ce problème : sur la figure 4.15, on constate que l’ajustement d’un polynôme permet à l’étoile translaturée de retrouver une amplitude comparable à celle de l’étoile sur l’image courante, et la soustraction (figure 4.16) est meilleure.

L’interpolation “spline” est trop lente (dix fois plus que l’interpolation bilinéaire) pour être utilisée sur toute l’image. C’est pourquoi, par un procédé de masquage, seules les zones de l’image situées autour d’un objet sont interpolées par la méthode “spline”. Elles représentent environ 25% de la surface totale de l’image. Le reste de l’image est interpolé bilinéairement. Un exemple de masque est présenté en figure 4.17.

3. On utilise l’interpolation “spline” de degré 3 de N points $\{(x_1, y_1), \dots, (x_N, y_N)\}$. Elle est définie par morceaux sur chaque intervalle $I_i = [x_j, x_{j+1}]$, $j \in \{1, \dots, N\}$, par le polynôme P_j de degré 3 : $P_j(x) = A_j(x)y_j + B_j(x)y_{j+1} + C_j(x)y'_j + D_j(x)y''_{j+1}$, où y'_j désigne la dérivée seconde au point x_j , calculée avec les points voisins. A et B sont des polynômes de degré 1 qui imposent la continuité aux points (x_j, y_j) . Les coefficients C et D sont des polynômes de degré 3, qui s’annulent aux points (x_j, y_j) mais y assurent la continuité de la dérivée seconde.

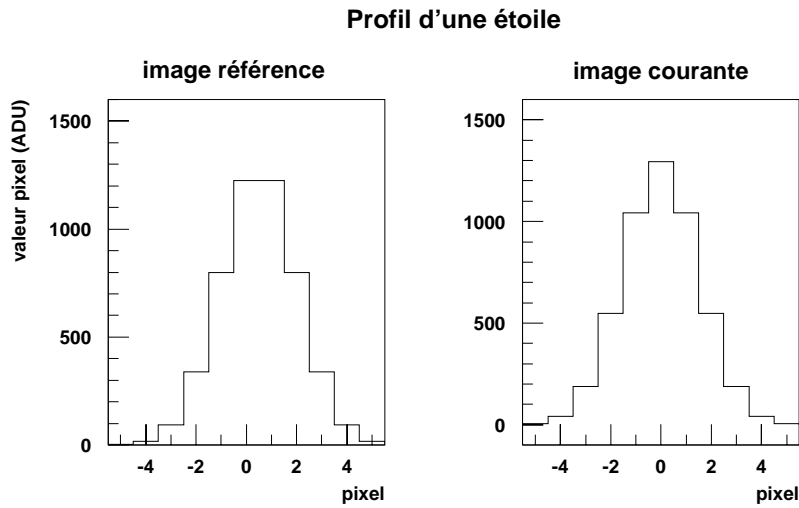


FIG. 4.13 – Profil d'une étoile gaussienne simulée (sans bruit) dont le centre coïncide avec celui d'un pixel sur l'image courante (à droite), et translatée de 0.5 pixels en x sur l'image référence (à gauche) : la discrétisation a écrêté le profil de l'étoile sur l'image référence.

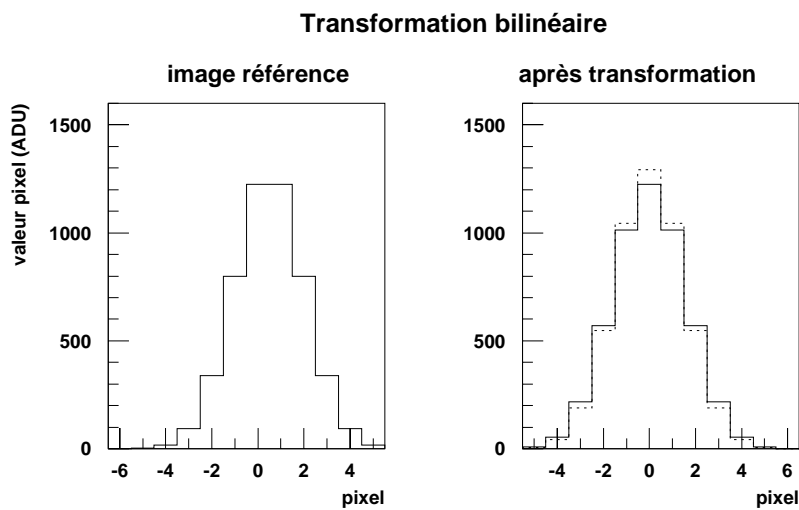


FIG. 4.14 – Comparaison des profils de l'étoile sur l'image référence avant (à gauche) et après (à droite) transformation bilinéaire. Le profil de l'étoile sur l'image courante est indiqué en pointillé : l'écrêtage n'a pas été compensé.

Transformation spline

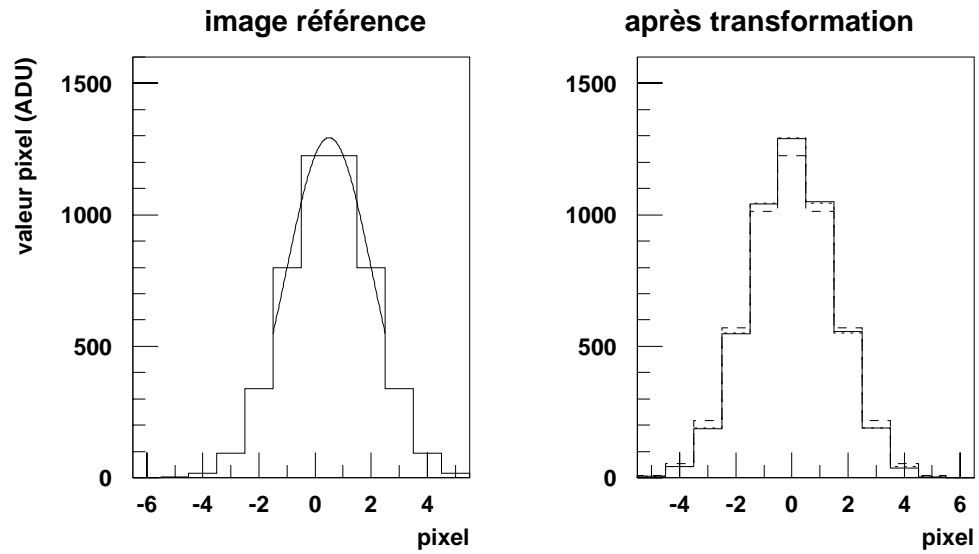


FIG. 4.15 – Comparaison des profils de l'étoile sur l'image référence avant (à gauche) et après (à droite) transformation "spline" (en trait plein). Le profil de l'étoile sur l'image courante est indiqué en pointillé, et le résultat de l'interpolation bilinéaire en tireté. L'écrêtage a été compensé par l'interpolation "spline".

profils de soustraction

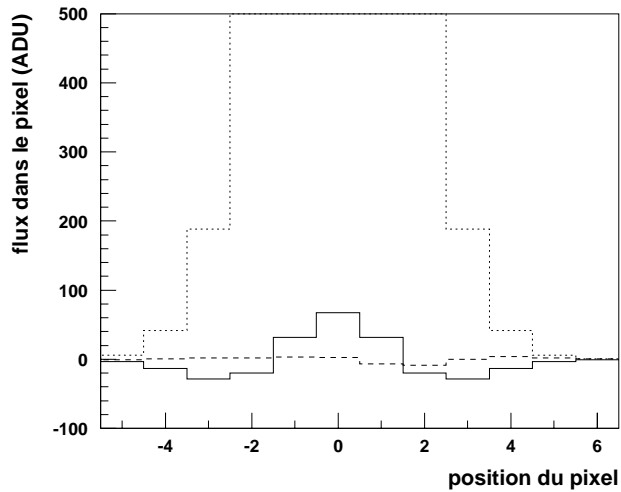


FIG. 4.16 – Profils des soustractions dans le cas bilinéaire (en trait plein) et "spline" (en trait tireté). Le profil de l'étoile sur l'image courante est indiqué en pointillé.

Masquage des sources pour la transformation géométrique

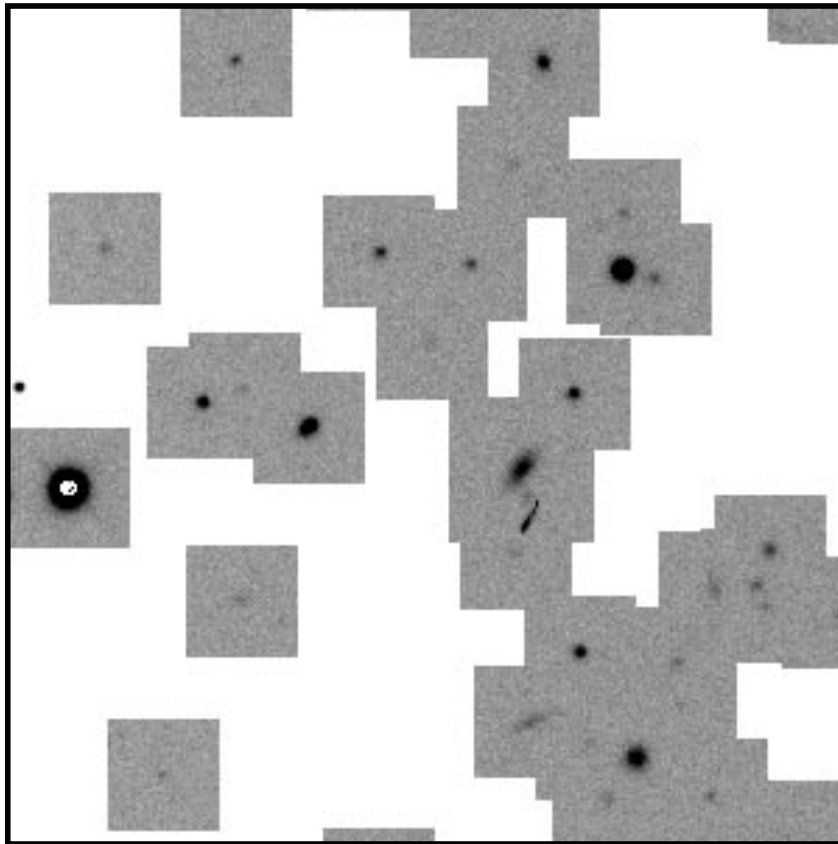


FIG. 4.17 – *Masquage des sources pour la transformation géométrique. Les dimensions des zones autour des objets sont proportionnelles à leur taille. La surface minimale de ces zones est de 40×40 pixels. L'image est transformée par interpolation "spline" dans les zones ainsi définies, et bilinéairement ailleurs (en blanc sur l'image).*

4.3.2 Correction des différences d'étalement des étoiles (PSF)

L'étalement de l'image d'une étoile sur la caméra dépend d'une part des conditions atmosphériques et d'autre part de la distance de l'image à l'axe optique, ainsi que de la focalisation. Il est fondamental d'estimer l'étalement des étoiles sur les images à soustraire car la correction de ses variations améliore la qualité de l'image soustraite obtenue.

Mesure et variation de l'étalement des étoiles (PSF)

Les turbulences de l'atmosphère, et le passage dans le système optique ont pour effet de convoluer le signal lumineux envoyé par les étoiles et les galaxies, par un filtre appelé "fonction d'étalement", ou en anglais PSF⁴. La PSF dépend donc des conditions météorologiques et du télescope. On obtient en conséquence sur le détecteur un signal dont la distribution spatiale est la distribution du signal avant l'entrée dans l'atmosphère convoluée par la PSF. On peut considérer que la distribution spatiale du signal lumineux d'une étoile hors atmosphère est analogue à une distribution de Dirac. Dans cette approximation, la distribution spatiale du signal lumineux d'une étoile sur la caméra est égale à la PSF : c'est pourquoi on parle généralement de la PSF des étoiles. Cette simplification ne s'applique pas à un objet étendu, comme une galaxie.

La PSF est approximée par une gaussienne G à deux dimensions, caractérisée par les trois paramètres de forme σ_x (moment d'ordre 2 en x), σ_y (moment d'ordre 2 en y) et ρ (terme de corrélation en x et y):

$$G_{\{\sigma_x, \sigma_y, \rho\}}(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} - \rho\frac{xy}{\sigma_x\sigma_y}\right)\right] \quad (4.2)$$

L'angle entre le grand axe de la gaussienne et l'axe des x est égal à $\theta = \theta(\sigma_x, \sigma_y, \rho)$. En effectuant une rotation de θ des axes x et y , on obtient dans les nouvelles coordonnées X et Y une gaussienne $G_{\{\sigma_a, \sigma_b, 0\}}(X, Y)$. Ses moments d'ordre 2, σ_a et σ_b , caractérisent respectivement la plus grande et la plus petite dimension de la gaussienne⁵. Par la suite, l'axe x sera orienté selon la plus grande dimension de la caméra, c'est-à-dire qu'il coïncidera avec l'axe des déclinaisons δ . L'axe des y coïncidera avec l'axe des ascensions droites α .

Ainsi, le profil F d'une étoile centrée en (x_0, y_0) de flux total \mathcal{F} est décrit par les six paramètres $\{\mathcal{F}, x_0, y_0, \sigma_x, \sigma_y, \rho\}$:

$$F(x, y) = \mathcal{F} \times G_{\{\sigma_x, \sigma_y, \rho\}}(x - x_0, y - y_0) \quad (4.3)$$

L'ajustement du profil théorique sur l'image permet d'obtenir pour chaque étoile la valeur de ces six paramètres.

En réalité la PSF n'est pas tout à fait gaussienne, et se déforme à mesure qu'on s'éloigne du centre optique du système, vers les bords de la caméra. En figure 4.18 est présentée la coupe selon l'axe des x de la PSF moyennée sur 10 étoiles : la déviation par rapport au profil gaussien ajusté est plus importante au bord la caméra (CCD 6) qu'au centre (CCD 3). Au centre de la caméra, les distorsions de l'optique sont minimales, et la PSF

4. Pour Point Spread Function.

5. Le *seeing* désigne la largeur à mi-hauteur de la gaussienne supposée de révolution ($\sigma_x = \sigma_y = \sigma, \rho = 0$). Il est égal à $2.36 \times \sigma$.

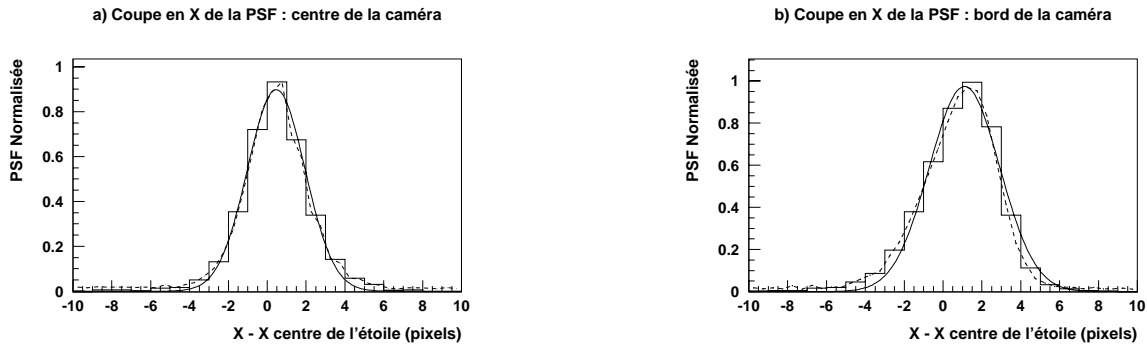


FIG. 4.18 – a) Coupe en x de la PSF obtenue en moyennant 10 étoiles sur un CCD du centre de la caméra. Le profil lissé de la PSF est tracé en pointillé, et la gaussienne ajustée en trait plein. b) coupe similaire, mais sur un CCD du bord de la caméra. On constate que l'approximation par une gaussienne est meilleure au centre qu'au bord.

obtenue reflète essentiellement les conditions atmosphériques : on y obtient une gaussienne de révolution ($\sigma_x = \sigma_y$, $\rho = 0$). Hors de l'axe optique, la PSF s'oriente et s'allonge vers le centre optique. Cet effet est mis en évidence sur les figures 4.19 et 4.20. On y constate que la plus grande dimension de la PSF, σ_a , croît avec la distance entre le centre de la caméra et la position de l'étoile, et son orientation suit celle du rayon vecteur joignant le centre de la caméra au centre de l'étoile.

Parce que les paramètres σ_x et σ_y varient de 10 à 30% sur un même CCD (figure 4.21), il est nécessaire de subdiviser les CCD en 4.

Principe de correction des différences de PSF.

Avant de soustraire deux images, il faut corriger leurs différences de PSF. Le résidu en anneau caractéristique de la soustraction de deux gaussiennes de moments σ différents est mis en évidence en figure 4.22, dans le cas à une dimension.

Pour éviter cela, on utilise la propriété qu'à la famille des gaussiennes d'être stable pour la convolution. Ainsi, en dimension 1,

$$G_{\sigma_1} * G_{\sigma} = G_{\sigma_2}, \text{ avec } \sigma_2 = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma^2}.$$

En retour, convoluer G_{σ_1} par G_{σ} tel que

$$\sigma = \sqrt{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}$$

permet d'obtenir la gaussienne G_{σ_2} , si et seulement si

$$\sigma_2 \geq \sigma_1.$$

C'est à dire qu'en dimension 1, lorsque deux images ont des PSF gaussiennes de σ différents, on peut toujours dégrader la meilleure des 2 images en la convoluant par une gaussienne

Variation de la plus grande dimension (σ_a) de la PSF

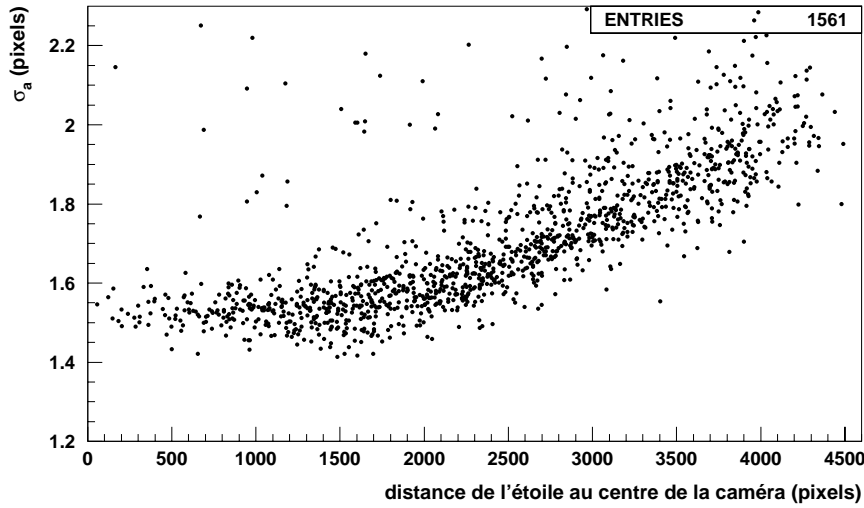


FIG. 4.19 – Variation de la plus grande dimension de la PSF (σ_a) avec la distance de l'étoile au centre de la caméra : on constate une nette augmentation de σ_a (35%) lorsque l'on s'éloigne vers le bord de la caméra.

Orientation de la PSF (θ) sur la caméra

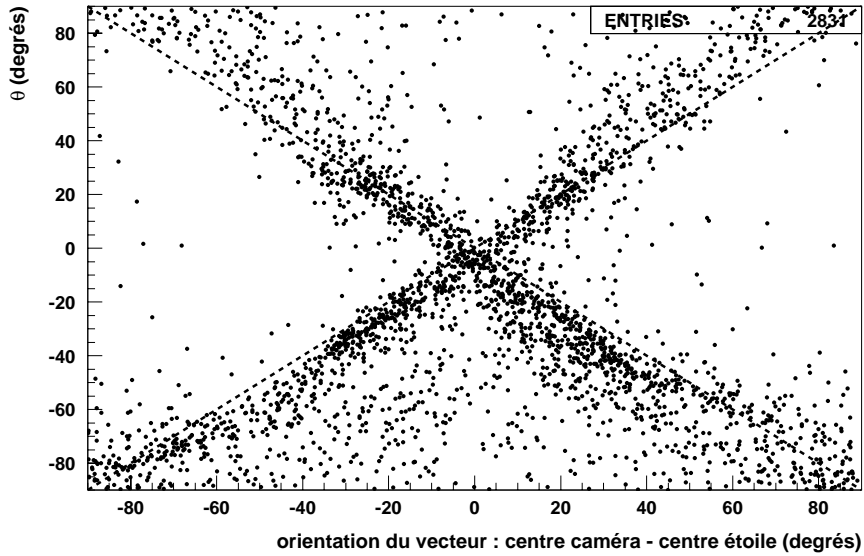


FIG. 4.20 – Orientation de la PSF (θ) en fonction de l'orientation du rayon vecteur joignant le centre de la caméra au centre de l'étoile : la PSF pointe vers le centre de la caméra.

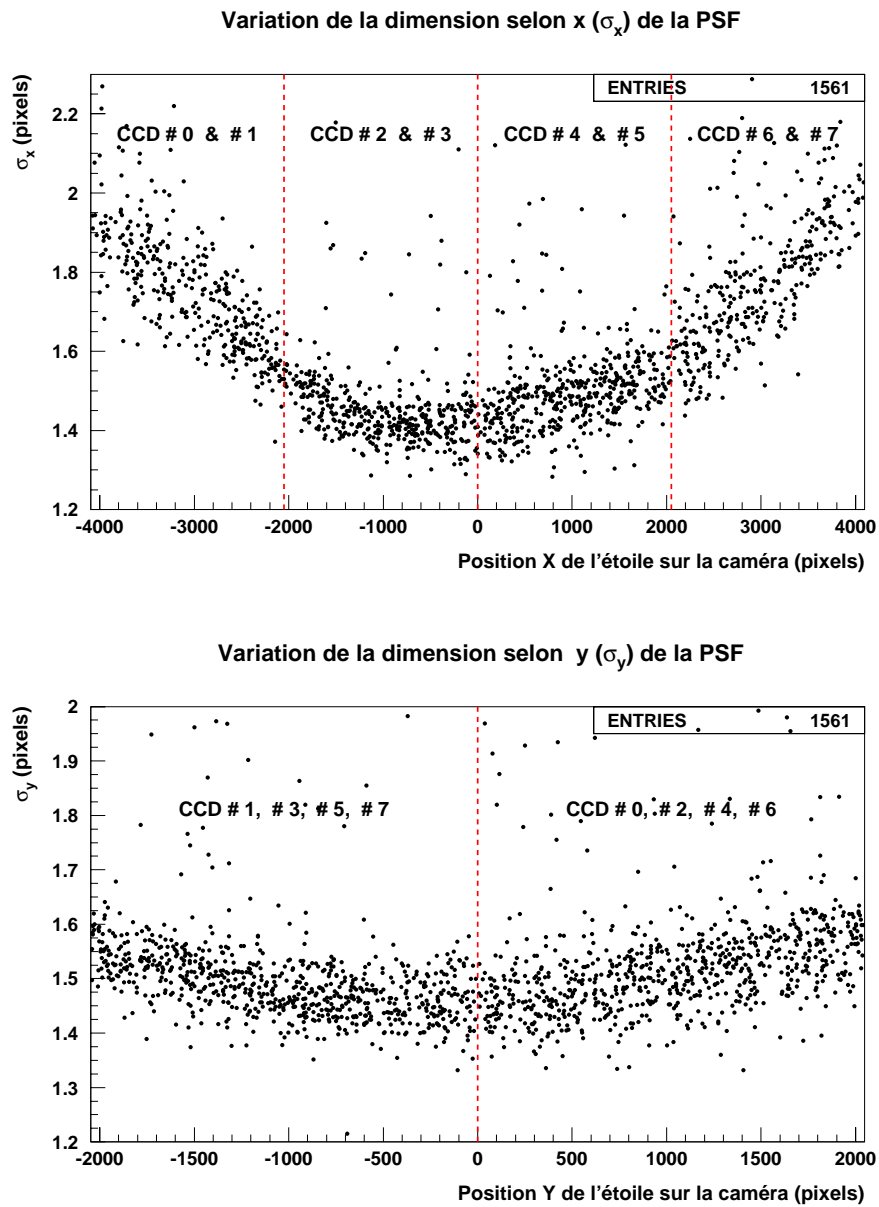


FIG. 4.21 – Variation des paramètres σ_x et σ_y de la PSF selon les directions x et y de la caméra. On constate que cette variation peut atteindre 30% sur un CCD.

Soustraction de deux gaussiennes 1-D

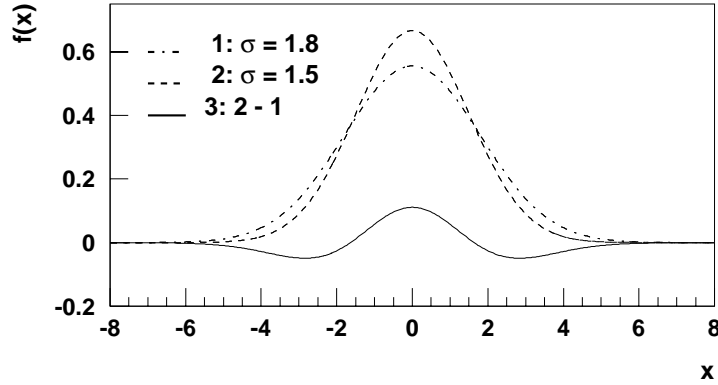


FIG. 4.22 – Résidu caractéristique (en trait plein) de la soustraction de deux gaussiennes (en trait tireté) de même flux et de σ différents.

appropriée et obtenir ainsi deux images de même PSF. Ce résultat ne se généralise hélas pas bien en dimension 2. Utilisons la notation vectorielle :

$$G_{\{\sigma_x, \sigma_y, \rho\}}(X) \propto \exp\left(-\frac{1}{2} {}^t X A X\right), \quad X = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$$

où

$$A_{\{\sigma_x, \sigma_y, \rho\}} = \begin{bmatrix} 1/\sigma_x^2 & -\rho/(\sigma_x \sigma_y) \\ -\rho/(\sigma_x \sigma_y) & 1/\sigma_y^2 \end{bmatrix}$$

G est une gaussienne si et seulement si la matrice A est définie positive, ou encore :

$$1 - \rho^2 > 0 \quad (4.4)$$

La convoluée de deux gaussiennes représentées par les matrices A_1 et A est alors égale à la distribution de matrice A_2 :

$$\exp\left(-\frac{1}{2} {}^t X A_1 X\right) * \exp\left(-\frac{1}{2} {}^t X A X\right) \propto \exp\left(-\frac{1}{2} {}^t X A_2 X\right)$$

où A_2 s'écrit⁶ :

$$A_2 = -A(A_1 + A)^{-1}A + A = A(A_1 + A)^{-1}A_1 = (A^{-1} + A_1^{-1})^{-1} \quad (4.5)$$

La matrice $(A_1 + A)$ est bien inversible puisque définie positive en tant que somme de

6. La deuxième expression s'obtient en multipliant à gauche la première expression par $(A_1 + A)A^{-1}$. La troisième expression s'obtient en inversant puis en simplifiant la deuxième expression.

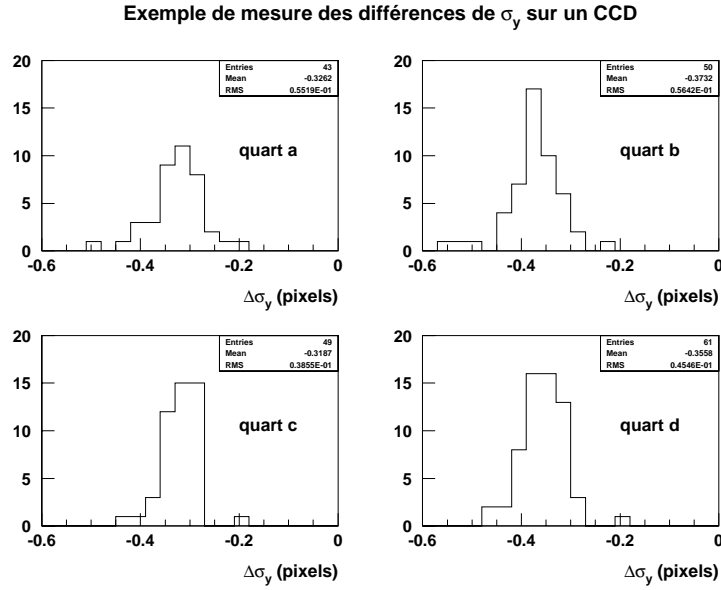


FIG. 4.23 – Exemple de distributions sur quatre quarts de CCD des différences $\Delta\sigma_y$ dont les moyennes permettent de déterminer quelle image doit être convoluée en y . Il y a une entrée par étoile.

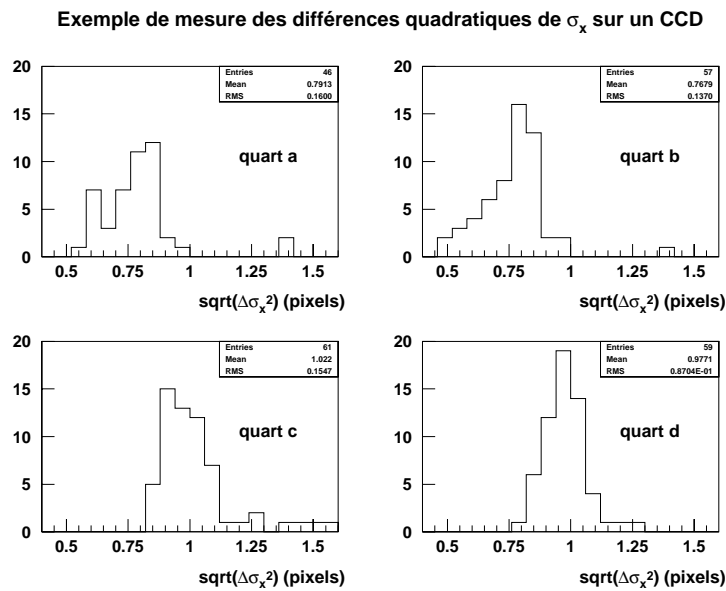


FIG. 4.24 – Exemple des distributions sur quatre quarts de CCD des différences quadratiques de σ_x dont les moyennes permettent de déterminer le moment σ de la gaussienne avec laquelle une des deux images doit être convoluée en x . Il y a une entrée par étoile.

deux matrices définies positives. A_2 s'écrit :

$$A_2 = \frac{1}{\det(A_1 + A)} \begin{bmatrix} \sigma_{y_1}^2(1 - \rho^2) + \sigma_y^2(1 - \rho_1^2) & -\rho_1\sigma_{x_1}/\sigma_{y_1} - \rho\sigma_x/\sigma_y \\ & +\rho_1\rho^2\sigma_{x_1}/\sigma_{y_1} + \rho\rho_1^2\sigma_x/\sigma_y \\ -\rho_1\sigma_{x_1}/\sigma_{y_1} - \rho\sigma_x/\sigma_y & \sigma_{x_1}^2(1 - \rho^2) + \sigma_x^2(1 - \rho_1^2) \\ +\rho_1\rho^2\sigma_{x_1}/\sigma_{y_1} + \rho\rho_1^2\sigma_x/\sigma_y & \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

avec :

$$\det(A_1 + A) = \sigma_{x_1}^2\sigma_{y_1}^2(1 - \rho^2) + \sigma_x^2\sigma_y^2(1 - \rho_1^2) + \sigma_{x_1}^2\sigma_y^2 + \sigma_x^2\sigma_{y_1}^2 - 2\rho_1\rho\sigma_{x_1}\sigma_{y_1}\sigma_x\sigma_y \quad (4.7)$$

La matrice A_2 est définie positive⁷. La convoluée de deux gaussiennes est bien une gaussienne.

Notre problème est de déterminer la gaussienne de matrice A avec laquelle il faut convoluer une image 2-D de PSF gaussienne de matrice A_1 pour obtenir une image de PSF gaussienne de matrice A_2 . Pour cela, il est nécessaire de résoudre l'équation 4.6 pour les inconnues $\{\sigma_x, \sigma_y, \rho\}$, en imposant $A_2 = A_{\{\sigma_{x_2}, \sigma_{y_2}, \rho_2\}}$: ce n'est plus aussi simple !

Cependant, dans le cas où A_1 et A_2 sont diagonales, c'est-à-dire lorsqu'il existe un système de coordonnées $X = (x, y)$ où $\rho_1 = \rho_2 = 0$, on retrouve la simplicité de la situation en dimension 1 : la matrice A_2 s'écrit simplement :

$$A_2 = \text{diag} (1/(\sigma_{x_1}^2 + \sigma_x^2), 1/(\sigma_{y_1}^2 + \sigma_y^2)) .$$

Les deux dimensions x et y deviennent indépendantes.

Dans cette situation, on peut obtenir à partir de deux images dont les PSF sont des gaussiennes de moments $(\sigma_{x_1}, \sigma_{y_1}, 0)$ et $(\sigma_{x_2}, \sigma_{y_2}, 0)$ différents, deux images de PSF similaires. Il suffit de convoluer l'image de plus petit σ_x par une gaussienne 1-D en x , de σ égal à la différence quadratique des σ_x des deux images, et de répéter l'opération selon y . Par exemple, si la PSF de l'image 1 a le plus petit moment en x et celle de l'image 2 le plus petit moment en y , on convolera l'image 1 en x par une gaussienne 1-D de moment $\sigma = \sqrt{\sigma_{x_2}^2 - \sigma_{x_1}^2}$ et l'image 2 en y par une gaussienne 1-D de moment $\sigma = \sqrt{\sigma_{y_1}^2 - \sigma_{y_2}^2}$. Les deux images ont alors pour PSF une gaussienne de moments $\{\sigma_{x_2}, \sigma_{y_1}\}$.

Nous nous plaçons pour le calcul de la correction des différences d'étalement dans le cadre de cette hypothèse, en imposant de surcroît que les axes des gaussiennes soient ceux de la caméra, c'est-à-dire de la pixelisation. Ainsi, bien que la PSF soit estimée sur les deux images en ajustant tous les paramètres $(\sigma_x, \sigma_y, \rho)$ des profils gaussiens, on considère pour calculer la correction que les coefficients ρ sont nuls.

Le principe utilisé est résumé dans le cas à une dimension dans le tableau 4.1.

Correction par convolution

On mesure par ajustement de profil gaussien les PSF des étoiles sur l'image courante et sur l'image référence transformée géométriquement⁸. Pour chaque étoile, on calcule la

7. En effet, si A et B sont deux endomorphismes symétriques définis positifs, leur inverse et leur somme sont aussi symétriques définis positifs. A_2 , qui est l'inverse de la somme des inverses de deux endomorphismes symétriques définis positifs, est donc lui même symétrique défini positif.

8. La transformation géométrique de l'image référence modifie en l'élargissant le profil des étoiles.

objet	image 1		image 2
PSF	G_{σ_1}		G_{σ_2}
étoile	$G_{\sigma_1} = G_{\sigma_1} * \delta_{\text{Dirac}}$	$\xrightarrow{*G_{\sigma_2}}$	$G_{\sigma_2} = G_{\sigma_2} * G_{\sigma_1}$
galaxie	$\mathcal{P}_1 = G_{\sigma_1} * \mathcal{P}$	$\xrightarrow{*G_{\sigma_2}}$	$\mathcal{P}_2 = G_{\sigma_2} * \mathcal{P} = G_{\sigma_2} * G_{\sigma_1} * \mathcal{P}$

TAB. 4.1 – *Principe de correction des différences de PSF. On suppose ici $\sigma_2 > \sigma_1$ et on convolue avec $\sigma = \sqrt{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}$.*

différence simple et la différence quadratique des moments σ_x et σ_y sur les deux images. Ces différences sont ensuite moyennées sur toutes les étoiles. La moyenne des différences du paramètre σ_x permet de déterminer laquelle des deux images a le plus petit σ_x : elle sera alors convoluée en x par une gaussienne à une dimension de moment σ égal à la moyenne de la différence quadratique de σ_x . Le raisonnement est similaire pour la direction y et le paramètre σ_y .

Un exemple de la distribution des différences des σ_y et des différences quadratiques des σ_x sur quatre quarts de CCD est présentée sur les figures 4.23 et 4.24. On y observe que la variance des distributions des différences de σ est de l'ordre de 0.1 pixel. La distribution des variances des différences de σ mesurées pour 160 quarts de CCD est indiquée sur la figure 4.25 : sa moyenne, d'environ 0.1 pixels, est une estimation de la précision de détermination des différences de σ .

La distribution des différences et des différences quadratiques de σ_x et σ_y pour les données traitées en octobre 1997 sont présentées en figure 4.26 et 4.27. La distribution de la moyenne des σ_x et σ_y par quart de CCD sur l'image courante pour les champs traités en octobre 1997 est indiqué en figure 4.28.

La correction du résidu en anneau par convolution est indiquée en figures 4.29 et 4.30.

On peut supposer qu'il n'est pas indispensable de convoluer les images lorsque les différences de PSF sont de l'ordre de la précision de détermination de la différence des σ . En figure 4.31 et 4.33 est tracée l'efficacité de détection des supernovae de type Ia simulées en fonction des différences de σ_x et σ_y dans deux cas : avec et sans convolution. Lorsque la différence des σ est inférieure à 0.15 pixels, la convolution n'améliore, ni ne détériore, l'efficacité. Ceci justifie que, lors du traitement des données, on ne convolue les images que lorsque les différences de σ sont supérieures à 0.1 pixel.

4.4 Détection et sélection des candidats

Nous détaillons ici la méthode de détection et de sélection des candidats supernovae sur l'image soustraite. Pour ajuster les paramètres de sélection, les objets détectés sont comparés à des supernovae simulées. Le principe de la simulation sera évoqué ici rapidement, et détaillé dans le chapitre 6. Nous présenterons ainsi systématiquement les distributions des paramètres utilisés par les critères de sélection (flux par exemple) pour les trois catégories d'objets suivants : candidats détectés et sélectionnés (artefacts pour la plupart), supernovae simulées, détectées et sélectionnées, et supernovae réelles, détectées et sélectionnées.

Variances des mesures des différences de σ

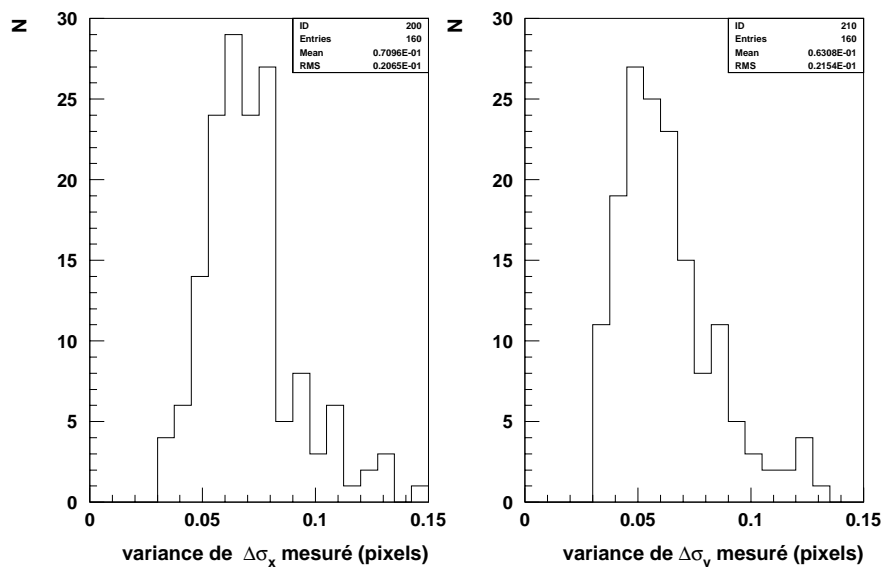


FIG. 4.25 – Répartitions des variances des distributions par quart de CCD (pour 160 quarts de CCD) des différences de σ_x et σ_y entre l'image référence transformée géométriquement et l'image courante. La moyenne (~ 0.07 pixels) de cette distribution fournit la précision de l'estimation de la différence des σ_x et σ_y (soit, en pourcentage, 15%).

Les candidats sélectionnés sont finalement validés par un examen visuel, dont nous décrirons rapidement les critères.

4.4.1 Simulation Monte-Carlo de supernovae

Comme la plupart des objets détectés sur l'image soustraite ne sont pas des supernovae, Les coupures appliquées à ceux-ci doivent en éliminer la grande majorité, tout en permettant de conserver les éventuelles supernovae. Pour en tester l'innocuité envers les supernovae, on simule sur les images courantes des supernovae dont on étudie la détection. La description de la simulation des supernovae que nous proposons ici est très sommaire. Elle sera exposée en détail au chapitre 6.

Dans chaque galaxie hôte potentielle détectée sur les images courantes rouges et bleues, on simule une supernova de type Ia⁹ de décalage vers le rouge z , de phase T (instant d'émission de la lumière observée compté à partir du maximum dans le référentiel de la supernova) et de flux $\phi(T, z)$, située à une position $(\Delta x, \Delta y)$ par rapport au centre de l'hôte. Les paramètres z, T, F et $(\Delta x, \Delta y)$ sont ainsi déterminés :

- Le décalage vers le rouge z de la galaxie hôte est tiré selon une loi de probabilité établie à partir de la loi de Schechter décrivant la distribution en magnitude absolue des

9. D'autres types (II-plateau et II-linéaire) seront pris en compte par la suite.

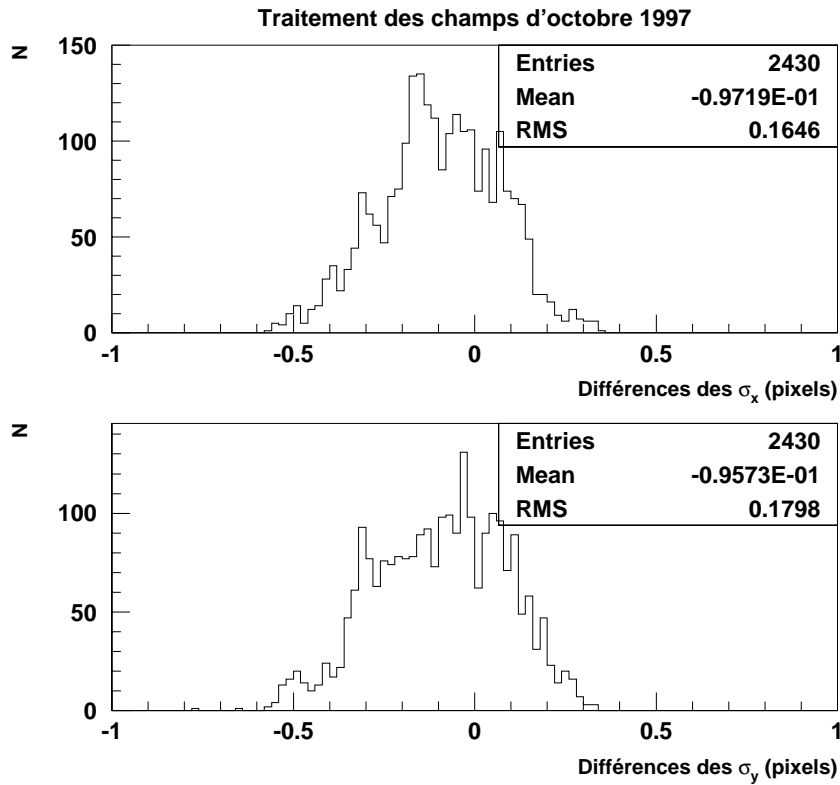


FIG. 4.26 – Différences des paramètres σ_x (en haut) et σ_y (en bas) entre l'image courante et l'image référence, pour les champs traités en octobre 1997 (une entrée par quart de CCD). Cette information est conservée par la chaîne de traitement (fichiers logs). La différence est moyennée par quart de CCD. Lorsqu'elle est supérieure à 0.1 pixel (en valeur absolue) l'image de plus petit σ est convoluée.

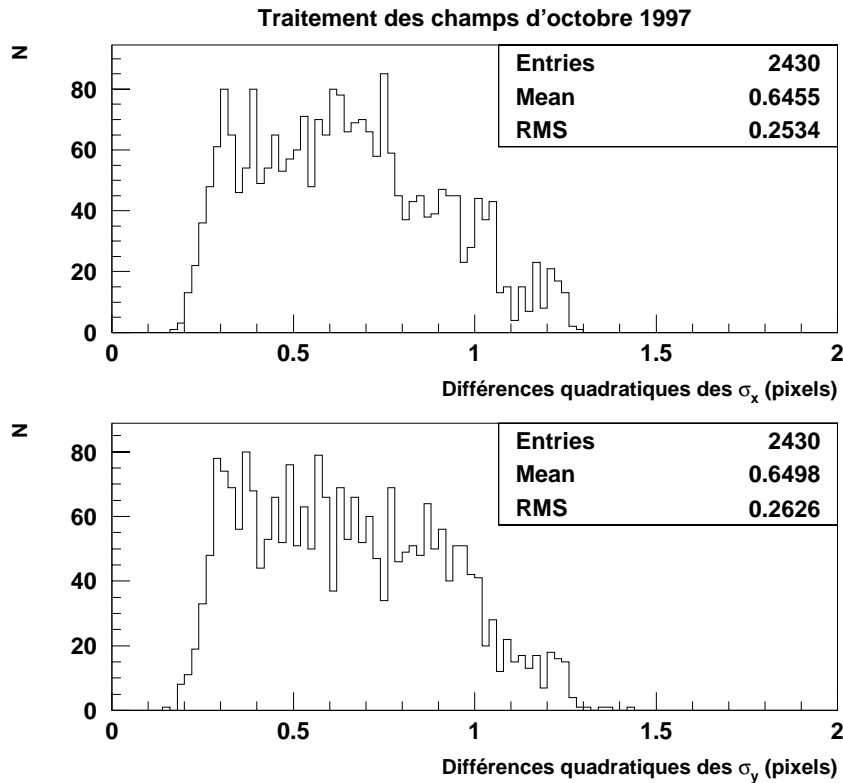


FIG. 4.27 – Différences quadratiques ($\sqrt{|\sigma_1^2 - \sigma_2^2|}$) des paramètres σ_x (en haut) et σ_y (en bas) entre l'image courante (#2) et l'image référence (#1), pour les champs traités en octobre 1997 (une entrée par quart de CCD). Cette information est conservée par la chaîne de traitement (fichiers logs). La différence est moyennée par quart de CCD. Lorsque la différence des σ est supérieure à 0.1 pixel (en valeur absolue), l'image de plus petit σ est convoluée par la différence quadratique des σ .

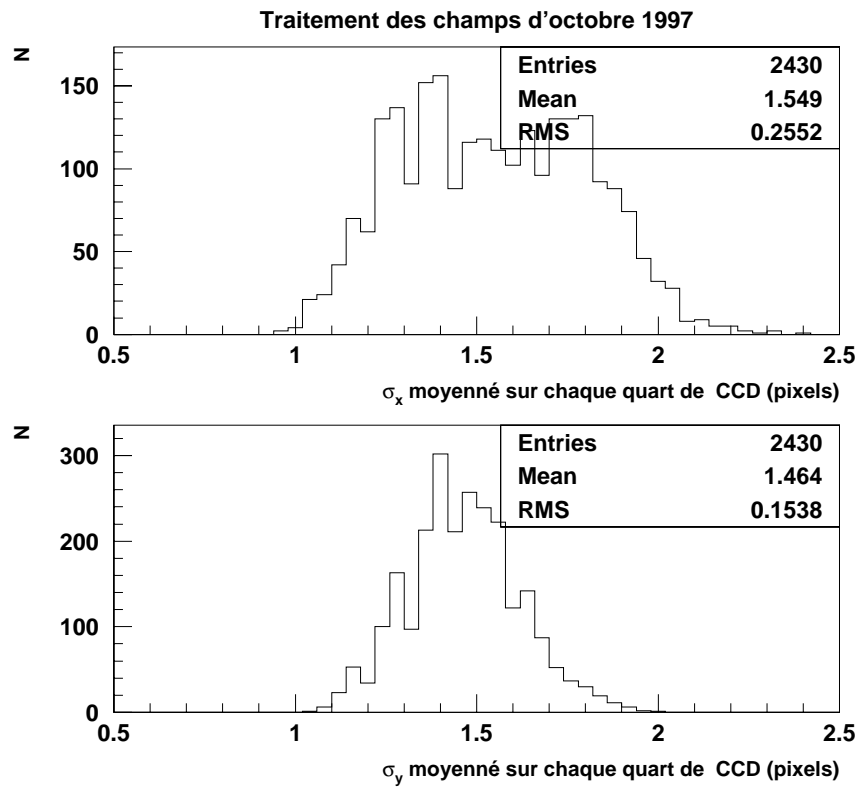


FIG. 4.28 – *Distribution des paramètres σ_x (en haut) et σ_y (en bas) moyennée par quart de CCD sur l'image courante pour les champs traités en octobre 1997 (une entrée par quart de CCD).*

Soustraction sans convolution

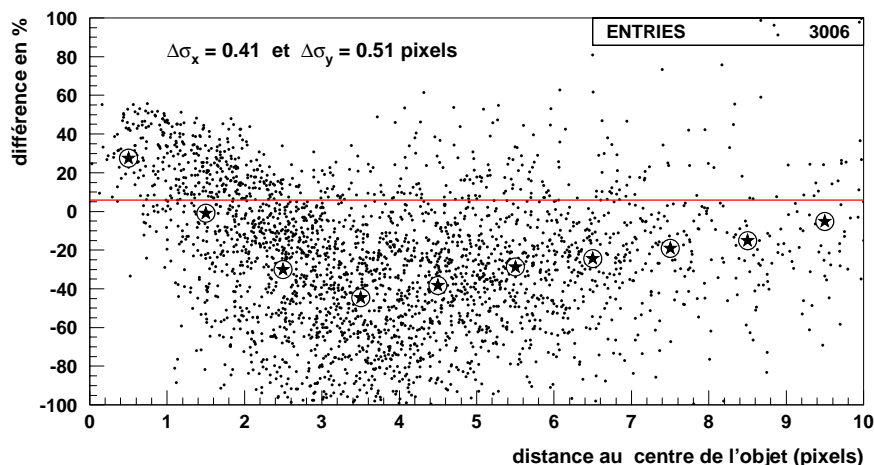


FIG. 4.29 – Profil du résidu de soustraction pour 30 objets d’un quart de CCD, lorsqu’aucune convolution n’est appliquée. On considère autour de chaque objet un carré de 20 pixels de côté. On a porté en ordonnée la différence ($\times 100$) des valeurs du pixel sur l’image courante et sur l’image référence, divisée par la valeur du pixel sur l’image courante — c’est-à-dire le résidu de soustraction en pourcentage. En abscisse est portée la distance du pixel au centre de l’objet considéré. La droite indique la valeur moyenne pour tous les pixels, et les étoiles la valeur moyenne par intervalle de 1 pixel de distance, pour les pixels dominés à moins de 10% par le bruit. La moyenne des différences des moments σ_x et σ_y de la PSF est de ($\Delta\sigma_x = 0.41$ pixels, $\Delta\sigma_y = 0.51$ pixels).

Soustraction avec convolution

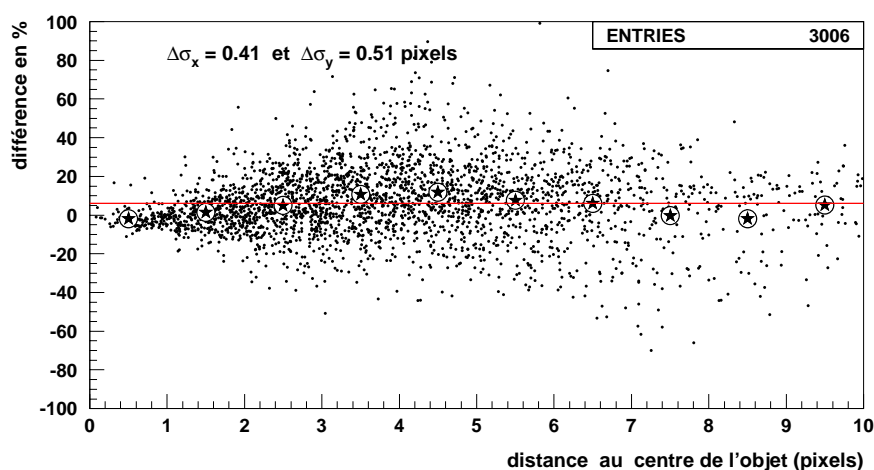


FIG. 4.30 – Profil du résidu de soustraction pour 30 objets d’un quart de CCD, lorsqu’on corrige les différences de PSF ($\Delta\sigma_x = 0.41$ pixels, $\Delta\sigma_y = 0.51$ pixels) par convolution. Ce tracé est établi comme décrit en figure 4.29.

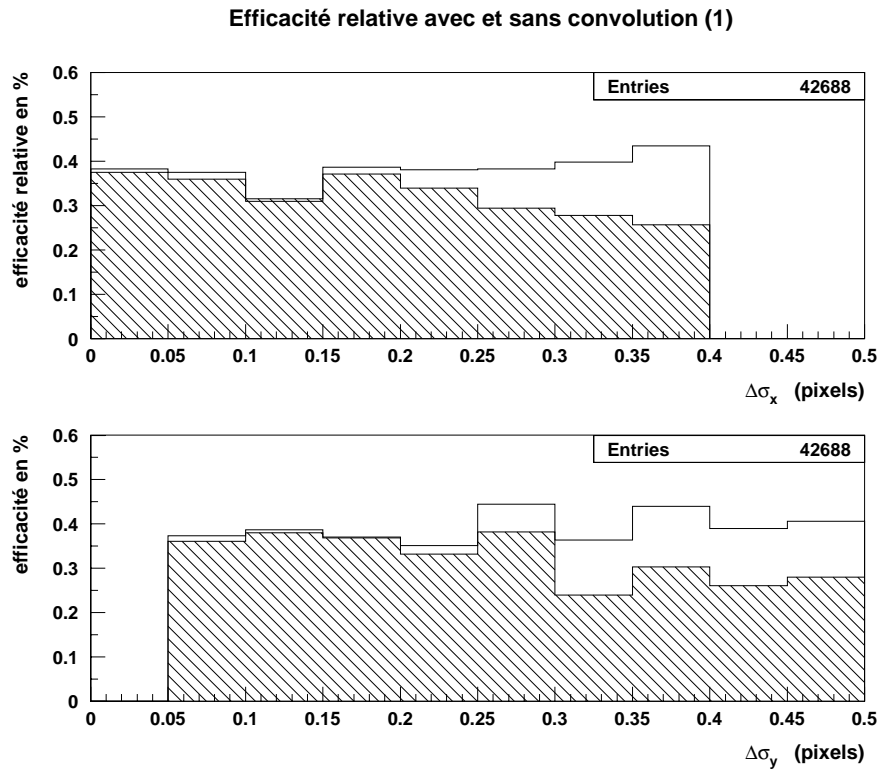


FIG. 4.31 – Efficacité de détection avec (trait plein) et sans (hachures) convolution, en fonction de la différence des σ_x et σ_y . Une efficacité égale à 1 correspond à une efficacité de 100%. On constate qu'en dessous de $\Delta\sigma \sim 0.20$ pixels, la correction par convolution n'améliore pas les performances du programme.

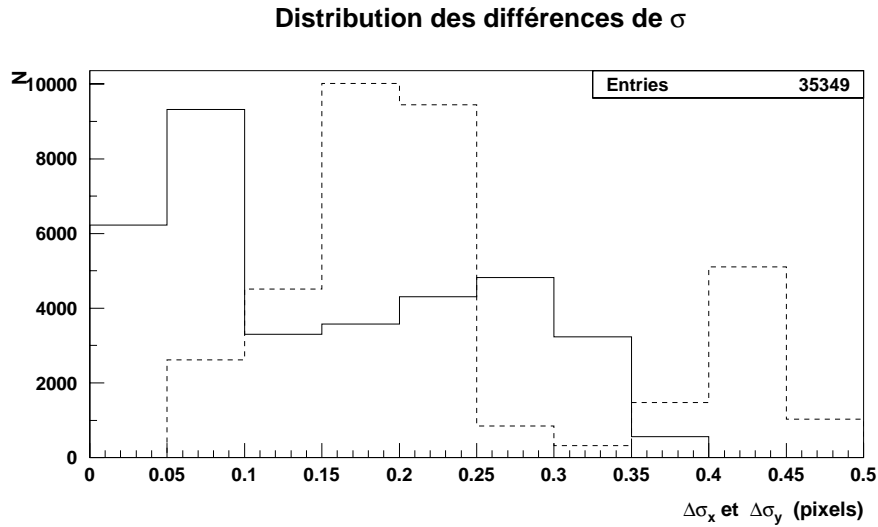


FIG. 4.32 – Distribution des différences $\Delta\sigma_x$ (en trait plein) et $\Delta\sigma_y$ (en trait tireté) pour les images traitées (campagne d'octobre 1997) pour l'étude correspondant à la figure 4.33.

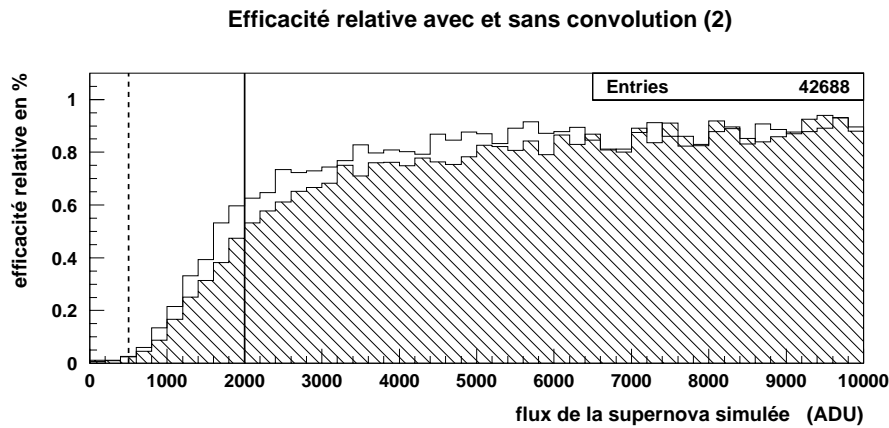


FIG. 4.33 – Efficacité de détection (son calcul est décrit au chapitre 6) avec et sans convolution, en fonction du flux des supernovae de type Ia simulées. Pour le calcul d'efficacité (rappelons qu'une efficacité égale à 1 correspond à 100%), on a imposé une coupure en flux à 500 ADU (trait tireté). La coupure utilisée dans l'analyse est de 2000 ADU (trait plein). Pour des supernovae suffisamment brillantes (flux supérieur 7000 ADU), l'efficacité est inchangée. La distribution des différences $\Delta\sigma_x$ et $\Delta\sigma_y$ pour les images traitées pour cette étude est indiquée en figure 4.32.

galaxies, d'un modèle cosmologique, et de la magnitude absolue de la galaxie.

- La phase T est tirée selon une loi de probabilité uniforme entre -15 jours et $+120$ jours, l'instant $T = 0$ correspondant au maximum de luminosité.

- La magnitude absolue V Johnson de la supernova est tirée selon une loi de probabilité gaussienne d'écart standard 0.1 magnitude et dont la moyenne correspond à la valeur pour la phase T du patron de courbe de lumière proposé par [Riess et al., 1996a]. On procède de même pour la magnitude absolue R Cousins. On calcule ensuite le flux F dans le filtre EROS bleu. On applique une correction K , qui corrige le flux du décalage vers le rouge du spectre de la supernova.

- La position $(\Delta x, \Delta y)$ de la supernova par rapport au centre de l'objet hôte est calculée selon une loi de probabilité gaussienne dont les moments σ_a et σ_b et l'inclinaison θ par rapport à l'axe des x correspondent à ceux de l'objet tels qu'il sont calculés par Source Extractor. Notons que cette approximation peut être corrigée ensuite par pondération lors du calcul de l'efficacité.

Une fois ces paramètres déterminés, on additionne à l'image courante à la position $(x_{\text{hôte}} + \Delta x, y_{\text{hôte}} + \Delta y)$ une gaussienne 2-D de flux ϕ , dont les moments $\{\sigma_x, \sigma_y, \rho\}$ coïncident avec les moments moyens des PSF gaussiennes des étoiles de l'image, calculés lors de la correction des différences de PSF. Avant leur addition à l'image courante, on ajoute du bruit aux pixels de la gaussienne selon la loi décrite par l'équation 3.1 dans la section 3.2.1.

On applique ensuite à l'image ainsi obtenue le traitement qu'a subi l'image courante : les paramètres de convolution sont identiques.

4.4.2 Elimination des zones inutilisables sur les images

Sur l'image soustraite, de nombreux défauts viennent simuler la présence de source lumineuse nouvellement apparues : les défauts du CCD, les résidus de soustraction des étoiles saturées, et les rayons cosmiques. Pour éviter la détection de ces artefacts, la zone de l'image incriminée est masquée, interdisant ainsi aux (faux-)candidats d'y être situés.

Pour masquer les étoiles saturées, on sélectionne les objets de l'image référence dont la valeur du pixel maximal est supérieure à une valeur seuil. Cette dernière est calculée à partir de la valeur de saturation du CCD, corrigée des différences de seeing entre l'image référence (σ_{seeing_1}) et l'image courante (σ_{seeing_2})¹⁰. Un exemple est présenté en figure 4.34.

Les défauts du CCD affectent les mêmes pixels sur l'image référence et l'image courante : en transformant géométriquement l'image référence et en la soustrayant de l'image courante, on dédouble les défauts sur l'image soustraite. Les défauts des CCD sont détectés sur les images flats fields de chaque CCD à l'aide d'un programme de la bibliothèque PEIDA++.

¹⁰. On utilise la relation approchée entre la valeur du pixel maximal d'une étoile sur l'image référence (A_1) et l'image courante (A_2) (après soustraction de la valeur du fond de ciel) : $A_2 \sim A_1 (\sigma_{\text{seeing}_1} / \sigma_{\text{seeing}_2})^2$.

Masquage des étoiles saturées

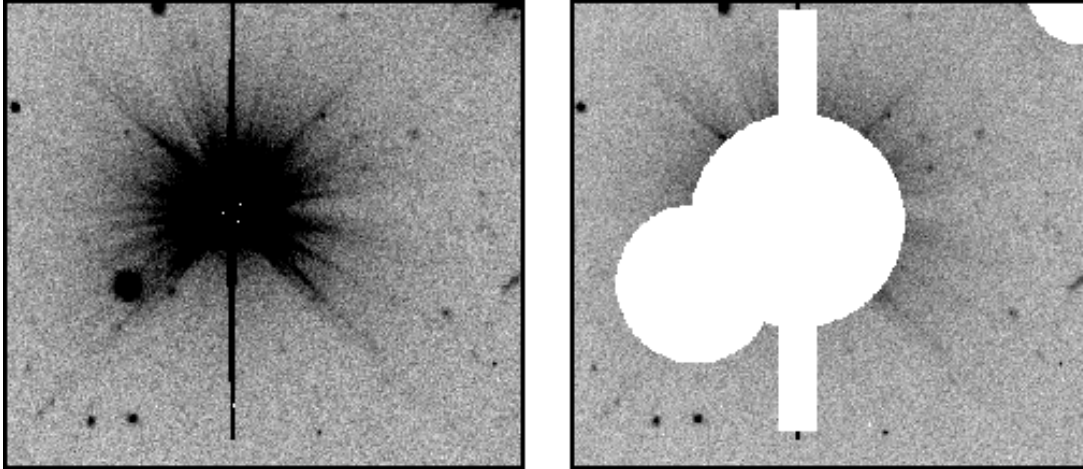


FIG. 4.34 – *Masquage des étoiles saturées*: on sélectionne les objets de l'image référence d'amplitude supérieure au seuil: $(\text{saturation} - 3000 \text{ ADU}) \times \min(1, (\sigma_{\text{seeing}_1} / \sigma_{\text{seeing}_2})^2)$, où l'indice 1 réfère à l'image référence et l'indice 2 à l'image courante. Le diamètre du disque est proportionnel (d'un facteur 3) au rayon de Kron utilisé pour la photométrie de l'étoile. Lorsque l'angle d'inclinaison de l'objet $|\theta|$ appartient à l'intervalle $[75^\circ; 90^\circ]$, on masque l'aigrette par un rectangle de dimensions proportionnelles à la plus grande et la plus petite dimension de l'objet.

La liste des zones à masquer est ensuite dédoublée en la transformant géométriquement. Du fait de la translation de l'image référence par rapport à l'image courante, une partie de l'image (bords) n'est pas soustraite. Elle est aussi masquée. Le masquage des défauts du CCD et des bords de l'image sur l'image soustraite est indiqué en figure 4.35.

Les rayons cosmiques simulent parfaitement la présence d'une supernova, pour peu que la convolution des images ait adouci leur profil. Les cosmiques sont détectés ([Hamilton, 1999]) avant le traitement de l'image courante, en comparant les catalogues d'objets produits par Source Extractor sur les deux poses de 5 minutes (images fractionnées), qui, additionnées, constituent l'image courante. Une fois le catalogue de cosmiques établis, il est transformé en une liste de zones à masquer sur l'image (figure 4.36). Ce catalogue contient parfois des colonnes brillantes du CCD, et des traînées de satellites : ces objets ne sont pas pris en compte, dans la mesure où leur masquage par un rectangle élimine une part trop importante de l'image.

La fraction d'image ainsi éliminée est indiquée dans les fichiers *logs* de la chaîne de traitement. Elle est comprise entre 15 et 20 %.

4.4.3 Détecteur d'étoiles pour la recherche de supernovae

Les supernovae apparaissent comme des objets ponctuels isolés sur l'image soustraite. Leur profil, du fait de la convolution qu'a éventuellement subi l'image courante, est approximable par une gaussienne dont les moments σ_x et σ_y sont égaux au maximum des

image courante

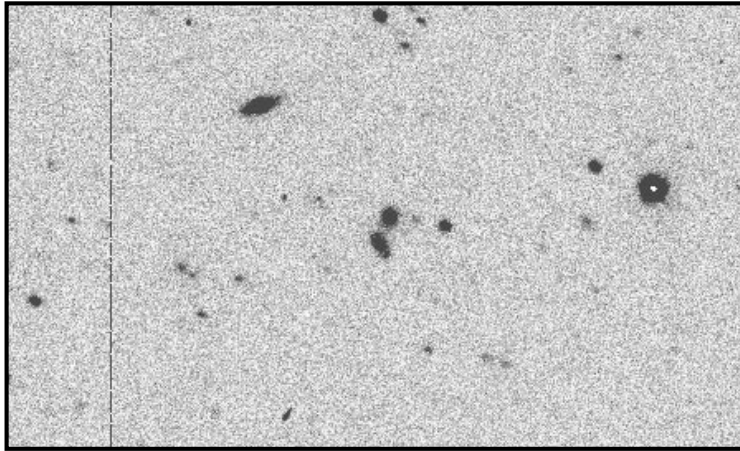


image soustraite

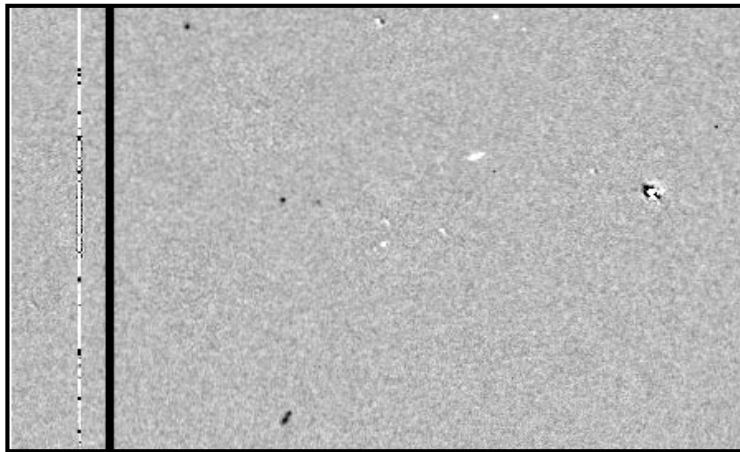


image soustraite masquée

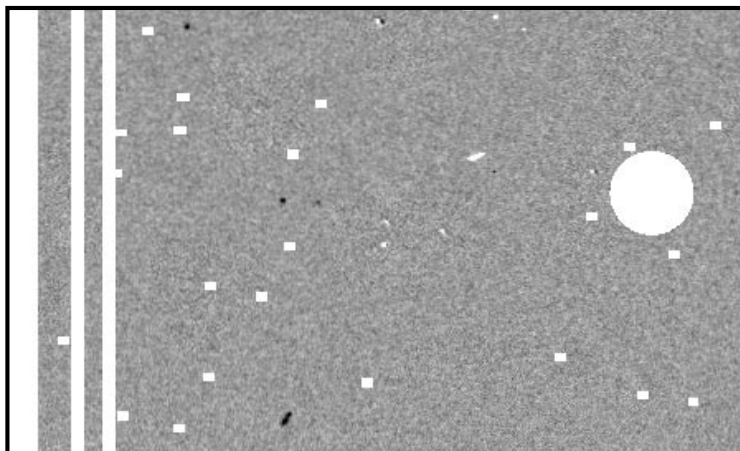


FIG. 4.35 – Image courante (en haut), soustraction (au milieu) et soustraction masquée (en bas). On a masqué les défauts du CCD, les parties non soustraites de l'image du fait du décalage de l'image référence par rapport à l'image courante et les étoiles saturées. Les petites tâches noires sont les cosmiques de l'image courante.

Masquage des cosmiques

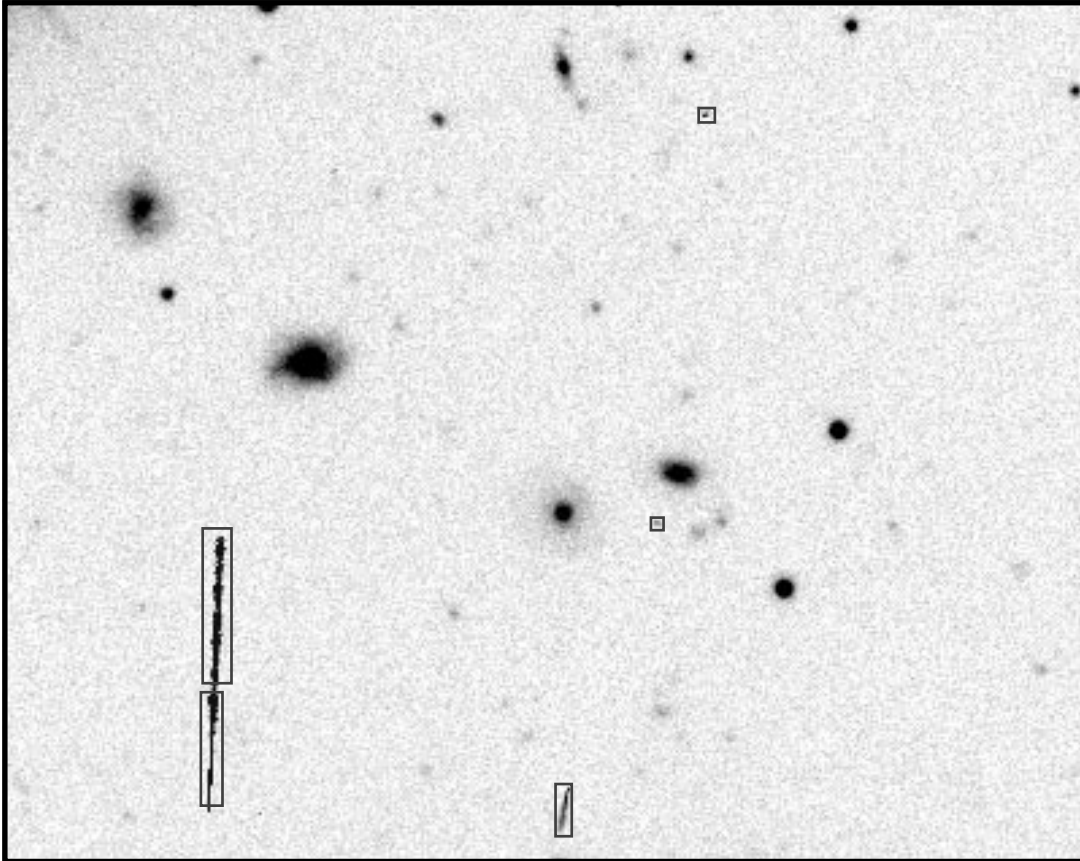


FIG. 4.36 – *Masquage des cosmiques. Les objets identifiés sont masqués par un rectangle de dimension adaptée. Certains cosmiques sont parfois morcelés à l'identification.*

valeurs des moments sur l'image référence et l'image courante. Pour approximer ce profil à une dimension, on calcule le paramètre σ_{seeing} en effectuant la moyenne géométrique des moments σ_x et σ_y . Les notations utilisées par la suite sont indiquées sur la figure 4.37 : on

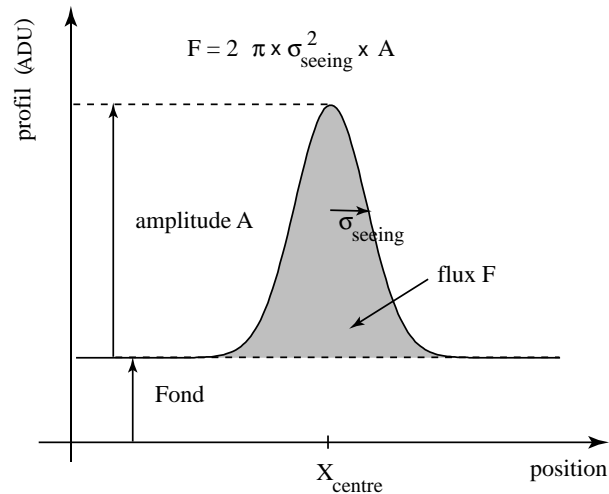


FIG. 4.37 – Notations utilisées par la suite décrivant les caractéristiques principales d'une source ponctuelle sur l'image soustraite.

appelle *amplitude* A la valeur maximale du profil de l'étoile, et *flux* F l'intégrale sous le profil, chacune de ses valeurs étant soustraite de la valeur du fond sur l'image. Pour un profil gaussien de moment σ_{seeing} , l'amplitude et le flux sont reliés par :

$$F = 2\pi \times \sigma_{\text{seeing}}^2 \times A. \quad (4.8)$$

Le détecteur d'étoiles utilisé par EROS, CORRFIND, présentait l'inconvénient d'être lent et très sensible au bruit en champ non encombré. Il fonctionne par corrélation de l'image à traiter avec la PSF des étoiles, approximée par une gaussienne de moment σ_{seeing} . Son optimisation, ainsi que le masquage des pixels situés en dessous d'un seuil S dépendant de la valeur du fond de ciel sur l'image soustraite, et de sa variance sur l'image courante¹¹ :

$$S = \text{fond} + \alpha \sigma_{\text{fond}} \quad (4.9)$$

permirent un gain en vitesse d'un facteur 10. La condition 4.9 équivaut à imposer une coupure en amplitude aux objets détectés (en utilisant les notations indiquées en figure 4.37) :

$$A > \alpha \sigma_{\text{fond}}$$

Cette méthode requiert le choix d'un facteur $\alpha \sim 3$, suffisamment élevé pour réduire la sensibilité au bruit — c'est-à-dire le nombre de fausses détections. La relation 4.8 indique

11. La variance du fond de ciel sur l'image soustraite est artificiellement diminuée par la transformation géométrique et la convolution des images.

toutefois que le flux de l'objet est un indicateur plus robuste que son amplitude, qui dépend du paramètre σ_{seeing} : celui-ci, sensible aux conditions atmosphériques, peut varier d'un facteur 2.

C'est pourquoi CORRFIND est abandonné au profit d'un détecteur d'étoiles qui requiert simplement la présence d'un maximum local supérieur à un seuil A_{seuil} ainsi qu'un flux dans un rayon d'ouverture r de valeur minimale F_{seuil} correspondant au flux théorique d'une étoile gaussienne d'amplitude A_{seuil} . La condition sur le flux permet d'être moins sévère pour l'amplitude de l'objet, et de choisir le jeu de paramètres définissant la coupure C0 :

$$\text{Coupure C0 : } \left\{ \begin{array}{l} A \geq A_{\text{seuil}} = 1.5 \times \sigma_{\text{fond}} \\ r = 2.5 \times \sigma_{\text{seeing}} \\ F_r \geq F_{\text{seuil}} = 2\pi \times \sigma_{\text{seeing}}^2 \times A_{\text{seuil}} \end{array} \right. \quad (4.10)$$

On obtient ainsi un détecteur rapide et peu sensible au bruit, bien que le seuil sur l'amplitude soit peu élevé.

Le nombre d'objets ainsi détectés par CCD est d'environ 500.

4.4.4 Sélection des candidats supernovae et rejet des artefacts

Une fois les pré-candidats détectés, un jeu de coupures permet d'éliminer les défauts de soustraction et de sélectionner les supernovae.

- **Photométrie d'ouverture**

Sur les objets détectés, on effectue une photométrie d'ouverture avec fond local, avec le même rayon d'ouverture que précédemment :

$$r_1 = 2.5 \times \sigma_{\text{seeing}} \quad (4.11)$$

Le fond est calculé dans un anneau autour de l'objet. Une coupure sur le flux ainsi mesuré permet de sélectionner un petit nombre de candidats, auxquels on pourra par la suite appliquer un traitement plus coûteux en temps de calcul.

Le traitement appliqué aux images corrèle le bruit de l'image soustraite, provoquant la détection d'un grand nombre de source : en figure 4.38b est représenté l'histogramme des flux en ADU des objets détectés sur la soustraction obtenue à partir de deux images constantes bruitées. Il est comparable à l'histogramme obtenu après traitement de 134 CCD de 31 champs proposé en figure 4.38a, auquel est superposé en trait tireté (respectivement en pointillés) l'histogramme des flux des supernovae de type Ia de décalage vers le rouge inférieur à 0.2 (respectivement 0.1), simulées à moins de 15 jours du maximum.

La coupure imposée :

$$\text{Coupure C1 : } \text{Flux}_{r_1} > 2000 \text{ ADU} \quad (4.12)$$

peut sembler trop sévère au regard de la séparation nette des histogrammes des candidats et des supernovae simulées. Cependant, en imposant une coupure plus basse, la distribution de flux finale des candidats (figure 4.38c) présente une accumulation à bas flux, qui

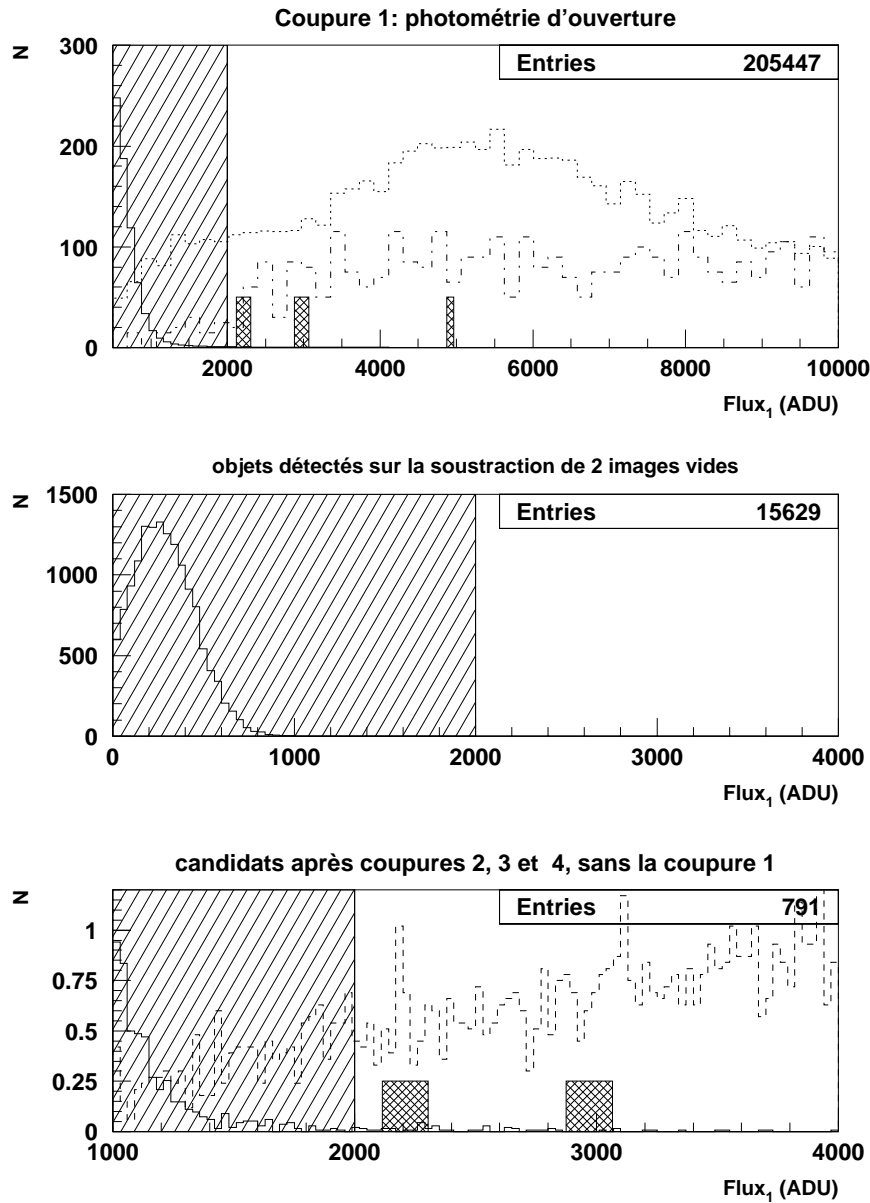


FIG. 4.38 – a) Distribution des flux des objets détectés par la coupure C0 sur 134 CCD (trait plein). En traits tiretés (respectivement en pointillés) est indiqué la distribution du flux des supernovae simulées à moins de 15 jours du maximum dont le décalage vers le rouge z est inférieur à 0.2 (respectivement 0.1). b) Flux des objets détectés sur une image soustraite “vide”, obtenue en soustrayant, après transformation géométrique, photométrique, et convolution, deux images constantes bruitées. Les paramètres des transformations et de la convolution ont été déterminés sur une image réelle. la taille de l'image est celle d'un quart de CCD. On note l'accumulation d'objets avant la valeur 1000 ADU. c) Une fois toutes les autres coupures appliquées, la distribution du flux des candidats restants présente une accumulation avant 1500 ADU. Augmenter le seuil de coupure en flux de 1000 à 1500 ADU permet de réduire d'un facteur 5 le nombre de candidats, et l'augmenter à 2000 ADU d'un facteur 8. La coupure C1 est indiquée par la zone hachurée. Les 8 supernovae découvertes en octobre-novembre 1997 sont indiquées en croisillons. La normalisation relative des différents histogrammes est arbitraire.

démontre l'importance d'une coupure à 2000 ADU. Cette coupure permet d'éliminer 96 % des candidats. Il reste en moyenne 21 candidats par CCD.

- **Comparaison de deux photométries d'ouvertures différentes**

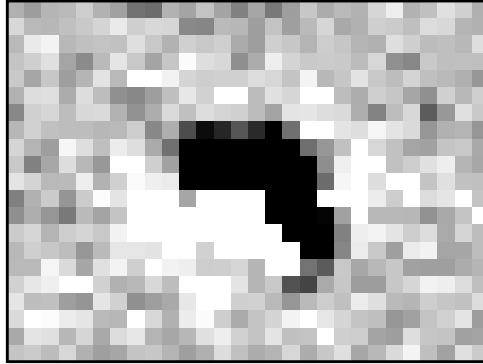


FIG. 4.39 – Profil en creux/bosse caractéristique d'un alignement géométrique imparfait.

Un alignement des positions ou des PSF imparfait laisse un résidu caractéristique sur la soustraction (voir figure 4.39) en creux/bosse. Pour les éliminer en partie, on compare le flux obtenu par la photométrie d'ouverture $r_1 = 2.5 \times \sigma_{\text{seeing}}$ au flux obtenu par une photométrie d'ouverture beaucoup plus grande, $r_2 = 4 \times \sigma_{\text{seeing}}$. On constate sur la figure 4.40 que pour les supernovae simulées, le rapport de ces deux flux est proche de 1. Nous avons adopté une coupure conservatrice à 0.6 :

$$\text{Coupure C2} : \text{Flux}_{r_2=4 \times \sigma_{\text{seeing}}} / \text{Flux}_{r_1=2.5 \times \sigma_{\text{seeing}}} > 0.6 \quad (4.13)$$

A l'issue de cette coupure, le nombre de candidats est de 17 par CCD.

- **Ajustement d'un profil gaussien à deux dimensions.**

Une fois le nombre de candidats suffisamment réduit, on peut effectuer un traitement assez coûteux en temps de calcul : l'ajustement de profil gaussien à deux dimensions sur chacun des candidats afin d'en évaluer la forme. On compare les valeurs obtenues à celles décrivant la PSF de l'image courante convoluée. Comme mentionné précédemment, on adopte pour celle-ci les maximums des moments $\{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_a, \sigma_b\}$ moyens des PSF gaussiennes ajustées sur les images références et courantes. Ainsi, en définissant :

$$\sigma_{q \text{ soust.}} = \max(\sigma_{q \text{ référence}}, \sigma_{q \text{ courante}}), \quad q \in \{x, y, a, b\} \quad (4.14)$$

on impose la coupure :

$$\text{Coupure C3} : \begin{cases} R_{\min} = \min \left(\frac{\sigma_{q \text{ candidat}}}{\sigma_{q \text{ soust.}}} \right)_{q \in \{x, y, a, b\}} \geq 0.6 \\ R_{\max} = \max \left(\frac{\sigma_{q \text{ candidat}}}{\sigma_{q \text{ soust.}}} \right)_{q \in \{x, y, a, b\}} \leq 2 \end{cases} \quad (4.15)$$

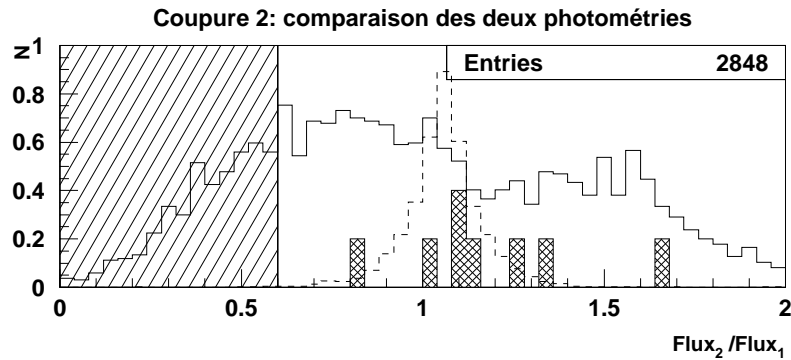


FIG. 4.40 – Rapport des deux flux de photométrie d’ouvertures différentes pour les candidats détectés (coupure C0) et sélectionnés par la coupure C1. En trait tireté est indiqué la distribution de ce rapport pour les supernovae simulées détectés (coupure C0) et sélectionnés par la coupure C1. La partie hachurée correspond aux candidats éliminés par la coupure C2. L’histogramme des 8 supernovae découvertes en octobre-novembre 1997 sont indiquées en croisillons.

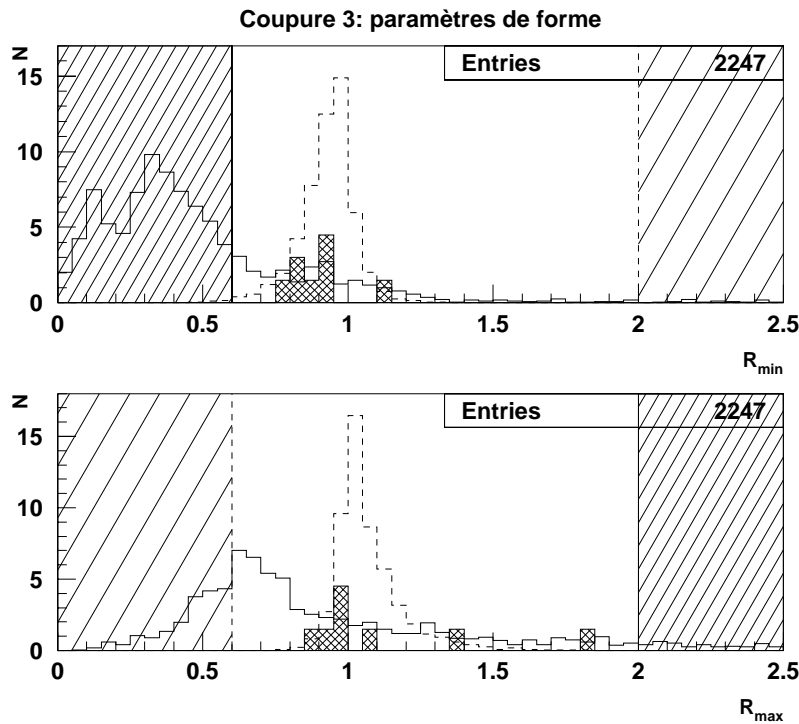


FIG. 4.41 – Distribution, pour les candidats sélectionnés par les coupures C0, C1 et C2, des valeurs minimale (R_{\min}) et maximale (R_{\max}) du rapport entre les paramètres de formes du candidats $\{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_a, \sigma_b\}$ et ceux caractérisant une source ponctuelle sur l’image soustraite. En trait tireté est indiqué leur distribution pour les supernovae simulées passant les coupures C0, C1 et C2. Les hachures serrées délimitent le domaine de la coupure sur R_{\min} et R_{\max} . Les hachures moins denses montrent l’effet sur R_{\min} de la coupure sur R_{\max} et vice versa. L’histogramme des 8 supernovae découvertes en octobre-novembre 1997 sont indiquées en croisillons.

L'histogramme présenté en figure 4.41 montre la distribution de ces paramètres pour les objets détectés sur la soustraction et les supernovae simulées, ainsi que les intervalles de la coupure. Il reste en moyenne 1.7 candidat par CCD.

- **Elimination des résidus de soustraction**

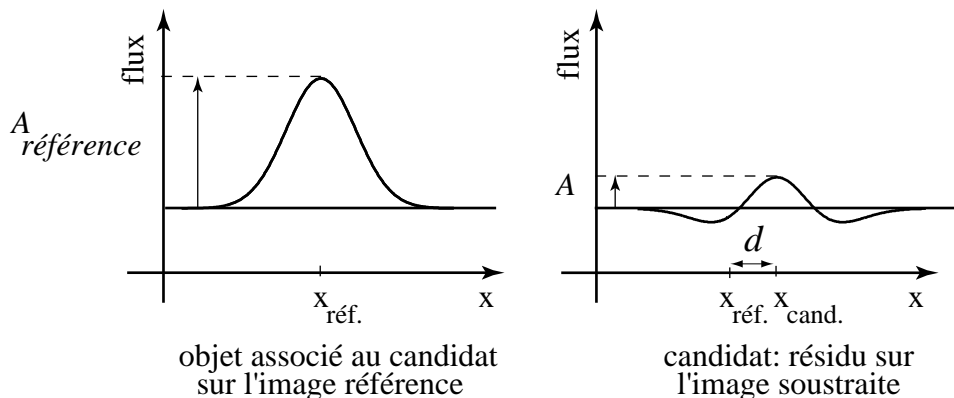


FIG. 4.42 – Description des paramètres utilisés pour caractériser une mauvaise soustraction : l'objet sur l'image référence a une amplitude $A_{\text{référence}}$. Il laisse sur la soustraction un résidu excentré d'une distance d en pixels, et d'amplitude A .

La précision de la soustraction est limitée, surtout au centre des objets. Elle dépend de la distance d entre le candidat et le centre de l'objet hôte, ainsi que de la valeur relative $A/A_{\text{référence}}$ de l'amplitude du candidat par rapport à l'amplitude de l'objet hôte (voir figure 4.42). La répartition des candidats sélectionnés par les coupures C0, C1 (abaissée à 500 ADU), C2 et C3 en fonction de ces 2 paramètres est proposée en figure 4.43. On y remarque une accumulation dans le domaine $d < 3$ pixels et $A/A_{\text{référence}} < 0.1$. On impose en conséquence la coupure C4 :

$$\text{Coupure C4} : \begin{cases} d & \geq 3 \\ \text{ou} & \\ \frac{A}{A_{\text{référence}}} & \geq 0.1 \end{cases} \quad (4.16)$$

Les candidats éliminés par cette coupure sont étiquetés "MS", pour "mauvaise soustraction". Ils sont conservés pour l'examen visuel afin de pouvoir visualiser à cette occasion la forme des résidus de soustraction imparfaite. Ils ne sont pas en revanche considérés comme supernovae potentielles : la coupure C4 est éliminatoire.

4.4.5 Examen visuel

L'examen visuel des candidats permet de rejeter les artefacts ayant échappé au masquage, comme les cosmiques ou les aigrettes d'étoiles saturées. Il permet aussi de séparer les supernovae d'un bruit de fond difficilement éliminable pour l'instant : les astéroïdes et

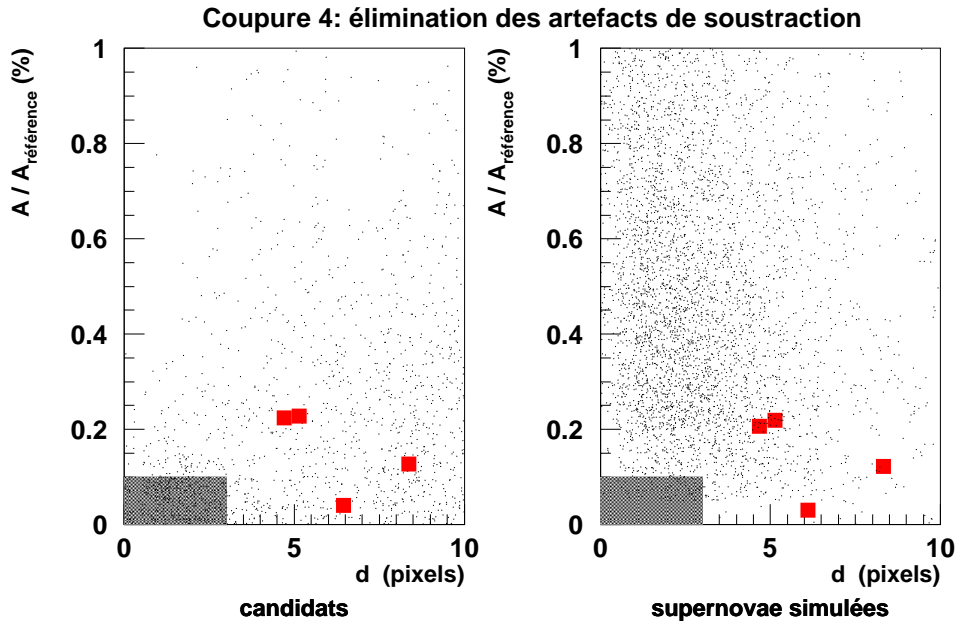


FIG. 4.43 – Distribution de la distance d’association d au plus proche objet sur la référence et du rapport $A/A_{\text{référence}}$ entre l’amplitude du candidat et celle de l’objet. Pour les candidats (à gauche) sélectionnés par les coupures $C0$, $C1$ (abaissée à 500 ADU), $C2$ et $C3$, on note une accumulation dans la zone grisée définie par $d < 3$ pixels et $A/A_{\text{référence}} < 0.1$. Pour les supernovae de type Ia simulées à moins de 15 jours du maximum et un décalage vers le rouge inférieur à 0.2 (à droite), cette zone est peu peuplée. Les supernovae découvertes en octobre-novembre 1997 sont indiquées par des carrés pleins. Seules 4 supernovae sont dans les limites de l’histogramme. Soulignons que la différence entre la distribution en distance des supernovae réelles et simulées est due à la loi gaussienne qu’on a utilisée pour tirer la position de la supernova dans la galaxie. Cette distribution est à repondérer par la suite.

	COUPURES	REMARQUES	EFFICACITE DES COUPURES		
			candidats <i>restants</i> par CCD	supernovae simulées sélectionnées par la coupure (%)	supernovae simulées sélectionnées par toutes les coupures (%)
C0	$A_{\text{seuil}} = 1.5 \times \sigma_{\text{fond}}$ $r_{\text{seuil}} = 2.5 \times \sigma_{\text{seeing}}$ Amplitude > A_{seuil} Flux $r > 2\pi\sigma_{\text{seeing}}^2 \times A_{\text{seuil}}$	détection: photométrie d'ouverture	540	30%	30%
C1	$r_1 = 2.5 \times \sigma_{\text{seeing}}$ Flux $r_1 > 2000$ ADU	photométrie d'ouverture avec fond local	21	48 %	15 %
C2	$r_2 = 4 \times \sigma_{\text{seeing}}$ Flux $r_2 / \text{Flux } r_1 > 0.6$	photométrie d'ouverture avec fond local	17	99%	15 %
C3	$R_{\text{max}} = \max \left(\frac{\sigma_q \text{ candidat}}{\sigma_q \text{ soust.}} \right)_{q \in \{x,y,a,b\}} \leq 2.$ $R_{\text{min}} = \min \left(\frac{\sigma_q \text{ candidat}}{\sigma_q \text{ soust.}} \right)_{q \in \{x,y,a,b\}} \geq 0.6$	ajustement d'une PSF gaussienne 2-dimensions	1.7	99%	15 %
C4	$d > 3$ pixels ou $A/A_{\text{référence}} > 0.1$	élimination des résidus de soustraction	0.75	99%	14 %

TAB. 4.2 – Résumé des coupures utilisées. Pour établir ces résultats, on a simulé environ 50000 supernovae.

les étoiles variables.

- **soustractions imparfaites**

Tout d'abord, les candidats éliminés en tant que mauvaise soustraction sont proposés dans la mosaïque, afin de permettre la comparaison avec les candidats sélectionnés. Ils sont signalés par le sigle "MS" (voir figure 4.6), et ne sont pas considérés comme des candidats supernovae.

- **cosmiques**

Les cosmiques qui n'ont pas été éliminés par le traitement anti-cosmiques apparaissent sur une seule des deux images fractionnées : ils sont ainsi facilement rejetés (figure 4.45).

- **astéroïdes**

Les astéroïdes sont des sources ponctuelles, et l'image qu'on en obtient (donc leur traitement par la chaîne de détection) dépend du temps de pose et de leur déplacement apparent. Si le déplacement apparent de l'astéroïde entre les deux images fractionnées (qui sont prises consécutivement) est suffisant, soit quelques pixels en 300 secondes pour une pose totale de 600 secondes, l'astéroïde sera identifié comme cosmique : en effet, il apparaîtra comme un objet présent sur l'une des images fractionnées, et absent sur l'autre. Dans le cas contraire, si son flux est suffisamment élevé, il sera détecté comme un objet ponctuel en apparition présent sur les deux images fractionnées, et ce d'autant plus facilement qu'il sera la plupart du temps isolé, c'est-à-dire situé hors d'un objet hôte. Seul ce dernier critère permet de le distinguer d'une supernova.

Estimons à présent la valeur du déplacement apparent d'un astéroïde. Désignons par $\theta = \alpha_{\text{astéroïde}} - \alpha_{\odot}$, l'angle entre la direction du soleil et celle du champ où l'astéroïde est détecté (α est l'ascension droite). On fait l'approximation $\cos \delta \sim 1$. On désigne de plus par v_{\oplus} la vitesse de la terre dans le repère héliocentrique, et par d la distance entre l'astéroïde et le soleil en unités astronomiques. Sous ces notations, indiquées en figure 4.44, la distance entre l'astéroïde et la terre $d_{\text{ast.}-\oplus}$ et la vitesse apparente de l'astéroïde observée depuis la terre, $v_{\text{ast}/\oplus}$, vérifient les relations :

$$v_{\text{ast}/\oplus} = v_{\oplus} \cos \theta + \frac{v_{\oplus}}{\sqrt{d}} \times \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{d^2}} \quad (4.17)$$

$$d_{\text{ast.}-\oplus} = \cos \theta + \sqrt{d^2 - \sin^2 \theta} \quad (4.18)$$

Le mouvement apparent de l'astéroïde pendant t s'écrit :

$$\mu = \frac{v_{\text{ast}/\oplus}}{d_{\text{ast.}-\oplus}} \times t \quad (4.19)$$

Ainsi, lorsqu'on observe au méridien début juin un champ de recherche de supernovae proche de l'écliptique à 13h30 T.S., ce qui correspond à un angle $\theta = 125^\circ$, le déplacement apparent pendant $t = 300$ secondes d'un astéroïde situé à $d = 3$ u.a. du soleil est de

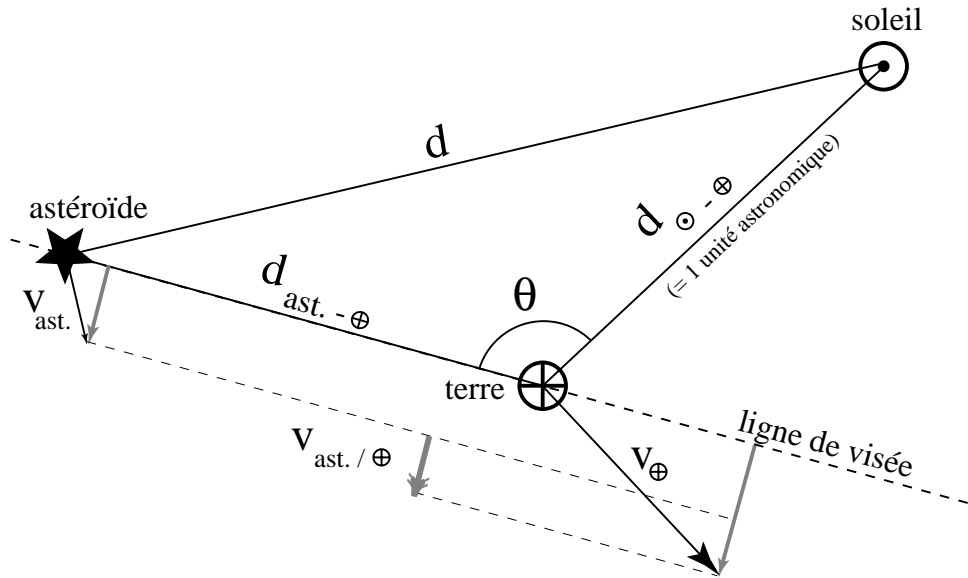


FIG. 4.44 – Notations employées pour estimer le mouvement apparent d’un astéroïde. Toutes les distances sont mesurées en unités astronomiques.

$\mu = 0.15$ pixels. En revanche, dans un champ de recherche observé fin octobre à 0h T.S. ($\theta = 150^\circ$), un astéroïde situé à une distance identique se déplacera de $\mu = 3$ pixels pendant un temps de pose de 300 secondes. Ce calcul simplifié permet donc d’expliquer pourquoi la contamination par les astéroïdes est importante autour du mois de juin, pour les champs que nous observons.

Pour éliminer les astéroïdes, on impose en conséquence aux candidats *supernovae*, lors de l’examen visuel, d’appartenir à un hôte visible sur l’image (figure 4.46). Les astéroïdes se superposant par malchance à une galaxie hôte sont ré-observés la nuit suivante : ils ont alors disparu du champ.

Afin de faciliter leur identification, les distances d’association du candidat aux objets les plus proches sur l’image référence ($d_{cand-ref.}$) et l’image courante ($d_{cand-cour.}$) sont indiquées dans le fichier ASCII regroupant les informations sur les candidats de la mosaïque. De plus, lorsque les distances vérifient $d_{cand-ref.} > 10$ pixels et $d_{cand-cour.} < 1$ pixel le candidat est étiqueté “AST” afin de le signaler comme astéroïde potentiel : en effet, l’objet est dans ce cas vraisemblablement isolé sur l’image, (il n’est pas associé à un objet de l’image référence et il est associé à lui-même sur l’image courante), et il est apparu entre l’image référence et l’image courante. Le contrôle visuel doit confirmer cette identification.

- **étoiles variables**

Les étoiles variables se distinguent des *supernovae* par la position du candidat dans son hôte (parfaitement centré pour l’étoile variable) et l’identité de cet hôte : étoile ou galaxie. Cette distinction, en comparant la brillance de surface par exemple, est aisée au centre de la caméra pour les objets proches, mais plus difficile sur les bords de la caméra

du fait de la distorsion de la PSF, ou pour les objets faibles. Seul un suivi photométrique du candidat, ou une observation spectroscopique, permet véritablement d'en décider la nature. On constate ici l'importance de la décision humaine pendant l'examen visuel, qui permet de distinguer une étoile variable (figure 4.47) d'une supernova.

La variation (en %) du flux de l'objet hôte du candidat entre l'image référence et l'image courante est indiquée dans le fichier ASCII accompagnant la mosaïque. Lorsque les distances d'association $d_{cand-ref.}$ et $d_{cand-cour.}$ sont toutes deux inférieures à 1 pixel, que le flux de l'objet hôte a augmenté de plus de 20 % et que ce dernier est classé comme étoile par la classification de Source Extractor, le candidat est étiqueté "EV" pour indiquer la possibilité que ce puisse être une étoile variable. De nouveau, le contrôle visuel doit confirmer cette identification.

Soulignons que si la classification "MS" exclue de manière rédhibitoire le candidat, la classification "AST" ou "EV" n'est qu'une suggestion, à confirmer par l'examen visuel.

- **supernovae**

Enfin, les supernovae (figure 4.48) apparaissent dans une galaxie hôte, sur les deux images fractionnées, présentent une soustraction propre, et ne coïncident pas avec l'emplacement des défauts CCD. Elles sont alors ré-observées, et une deuxième détection valide le candidat. Précisons que les supernovae simulées sont aussi assemblées en mosaïque, et qu'elles passent l'examen visuel avec succès.

Le chapitre suivant est consacré aux supernovae détectés du printemps 1997 au printemps 1998. Le calcul de l'efficacité de la chaîne de traitement est présenté en détail dans le chapitre 6.

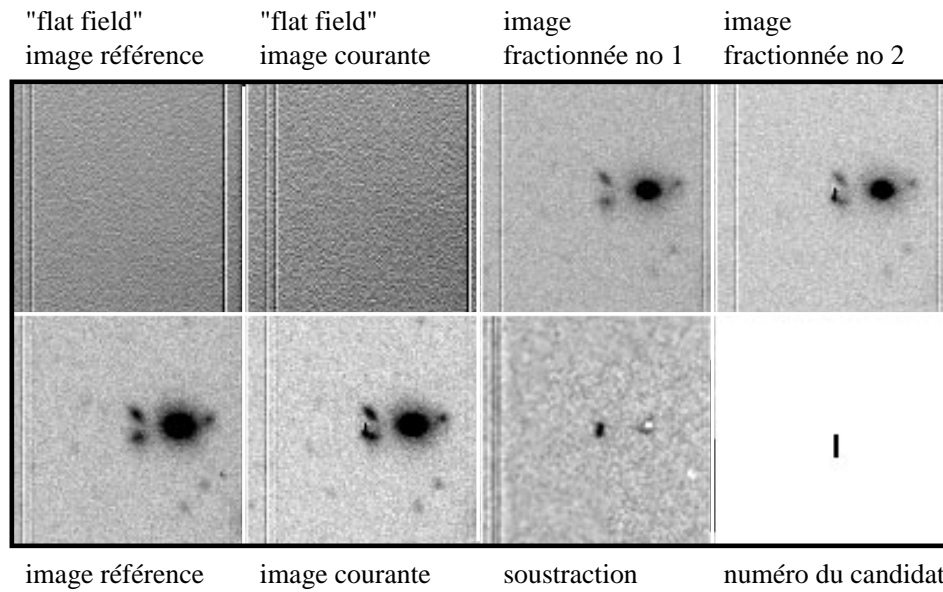


FIG. 4.45 – *Rayon cosmique* : il n'apparaît pas sur les deux images fractionnées.

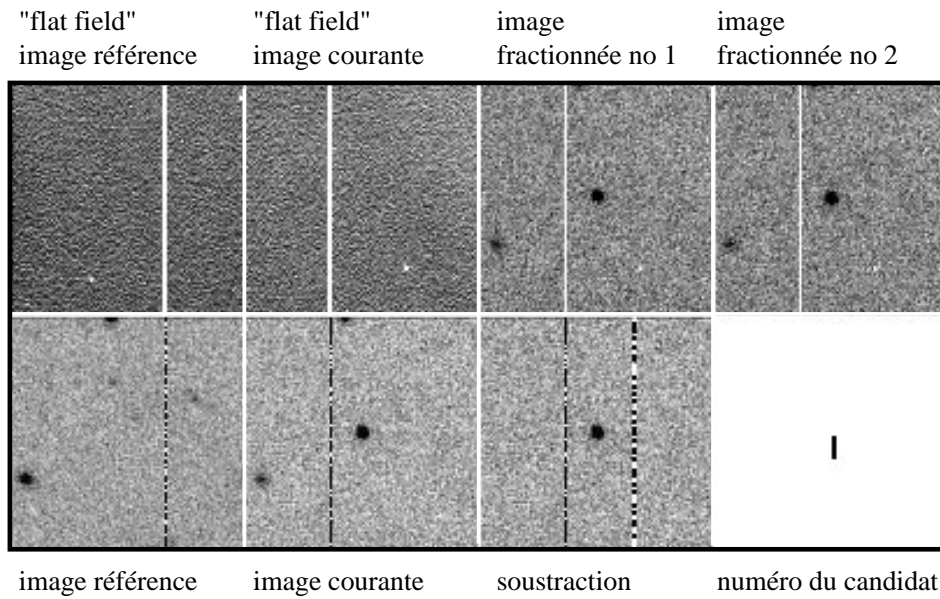


FIG. 4.46 – *Astéroïde* : il apparaît sur les deux images fractionnées, mais on ne distingue pas d'objet hôte sur l'image référence. Ce pourrait être une supernova dont la galaxie hôte n'est pas détectée.

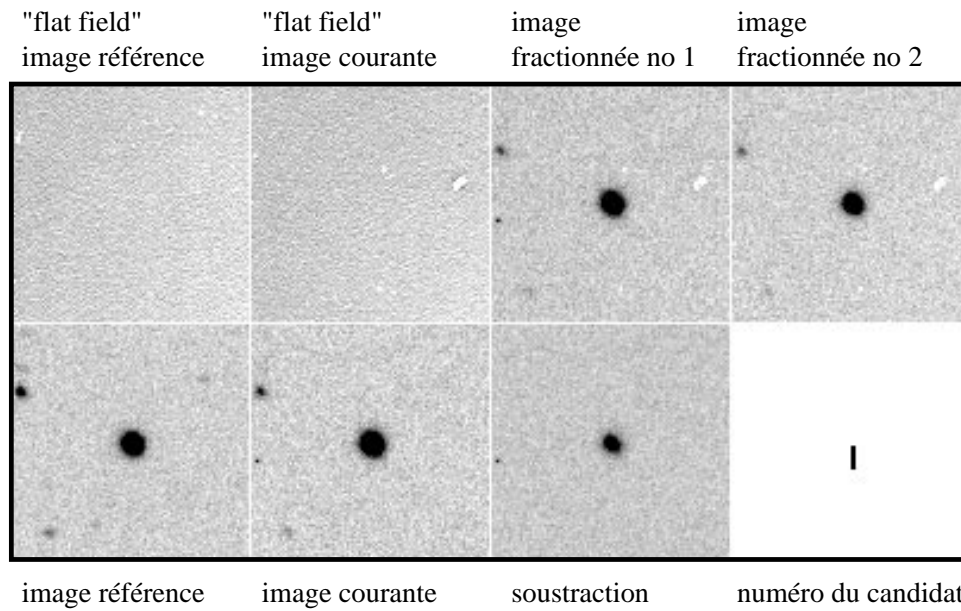


FIG. 4.47 – *Etoile variable* : le candidat est positionné au centre de l'objet hôte. Ce dernier est identifié comme étoile du fait de sa brillance de surface.

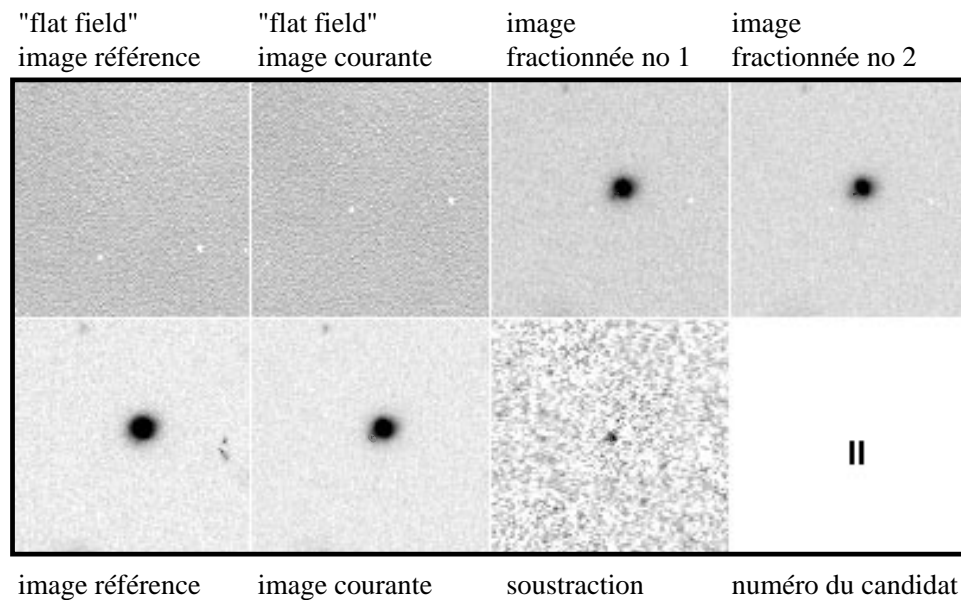


FIG. 4.48 – *Supernova* : ici, le candidat est légèrement excentré par rapport à son hôte, d'autre part identifié par spectroscopie comme une galaxie située à $z \sim 0.1$. Il arrive parfois que le candidat supernova soit parfaitement centré.

Chapitre 5

Résultats des campagnes d'observation

Ce chapitre regroupe les informations concernant les campagnes de recherche de l'automne 1997 et du printemps 1998. Les champs traités par la chaîne de détection des supernovae sont recensés dans la section 5.1. Les caractéristiques des supernovae découvertes sont présentées en section 5.2. Enfin, je regroupe en section 5.3 les informations sur le suivi des supernovae au moyen de télescopes autres que celui d'EROS.

L'étude de l'efficacité de détection pendant ces deux campagnes, et la mesure du taux d'explosion que l'on déduit des supernovae découvertes fait l'objet du chapitre suivant.

5.1 Champs processés

Les champs sur lesquels une recherche de supernovae a été effectuée pendant l'automne 1997 sont indiqués sur la figure 5.1. En hachuré sont signalés les champs non traités pour cause de problèmes techniques (météorologie, décalage des coordonnées entre la prise des références et des images courantes etc.).

5.2 Supernovae découvertes

Les supernovae découvertes pendant les campagnes de l'automne 1997-printemps 1998 sont présentées dans les tableaux qui suivent. La magnitude V_{Eros} qui y est indiquée correspond grossièrement à une magnitude V . La date de découverte des supernovae est indiquée dans le système "EROS": le premier chiffre est celui de l'année, le mois est ensuite indiqué par une lettre (la lettre a correspondant au mois de janvier, b au mois de février etc.), puis le jour du mois est précisé.

5.3 Suivi des supernovae

L'exploitation des supernovae nécessite des mesures complémentaires à celles de la détection: identification du type (pour les taux d'explosion, et l'utilisation cosmologique) et mesure de la courbe de lumière (connaissance des supernovae et cosmologie). Le télescope

Supernovae EROS2 (1997)

No	Nom	Date	α	δ	type	z	V_{Eros}	Champ	Ccd	Circ. IAU
1	SN 1997bl	7c07	12:40:20	-11:44:39	Ia	0.19	~ 21.5	nr236	2	[IAU6605, 1997] [IAU6609, 1997]
2	SN 1997bt	7c31	11:06:15.12	-11:36:25.35	II	0.06	~ 19.5	nr203	1	[IAU6628, 1997]
3	SN 1997bh	7j20	23:45:17	-44:56:47	Ic	0.05	$\sim 19.$	nr037	4	[IAU6760, 1997]
4	SN 1997dj	7j26	01:14:41.1	-40:35:49.2			$\sim 22.$	nr168	6	[IAU6762, 1997]
5	SN 1997dk	7j26	23:43:38.7	-41:19:25.4	Ia	0.05	~ 18.5	nr177	4	[IAU6762, 1997]
6	SN 1997dl	7j26	23:43:38.5s	-41:19:20.0	Ia	0.05	~ 19.5	nr177	4	[IAU6762, 1997]
7	SN 1997dm	7j26	00:30:12.8	-41:06:08.9	IIp? (c.l.)	0.03	~ 20.5	nr187	3	[IAU6762, 1997]
8	SN 1997eb	7k19	02:53:00.15	-03:36:38.12	II? (c.l.)	0.085	~ 21.3	nr410	3	[IAU6782, 1997] [IAU6785, 1997]
9	SN 1997ec	7k20	03:49:07.82	-01:44:26.74	IIp? (c.l.)	0.124	~ 21.6	nr447	3	[IAU6782, 1997] [IAU6785, 1997]
10	SN 1997ed	7k22	03:46:56.52	+00:41:45.40	Ia	0.152	~ 21.6	nr427	2	[IAU6782, 1997] [IAU6785, 1997]
11	SN 1997ee	7k23	03:07:24.8	-03:10:26.7	Ia	0.166	$\sim 21.$	nr453	3	[IAU6782, 1997] [IAU6785, 1997]

TAB. 5.1 – *Supernovae découvertes pendant la campagne de l'automne 1997. Les types des supernovae ont été identifiés au moyen de leurs spectres, ou, le cas échéant, de leurs courbes de lumière (c.l.). Dans ce dernier cas, l'identification est sujette à caution.*

Supernovae FROS2 (1998)

No	Nom	Date	α	δ	type	z	V_{Eros}	Champ	Ced	Circ. IAU
12	SNxxxx	8b24	11:57:59.34	11:38:22			~ 19.	nr221	1	
13	SN 1998U	8c03	11:36:32.2	12:07:26.7			~ 20.	nr214	4	[IAU6836, 1998]
14	SNxxxx	8c04	13:10:36.5	12:39:32.7			~ 19.7	nr247	6	
15	SNxxxx	8c04	12:28:44.5	12:37:07.9			~ 20.8	nr232	6	
16	SN 1998bx	8d21	11:12:28.13	5:58:14.9			~ 19.6	nr265	3	[IAU6904, 1998]
17	SN 1998by	8d21	11:25:07.16	5:23:14.6			~ 19.5	nr270	0	[IAU6904, 1998]
18	SN 1998bz	8d24	12:11:05.84	5:35:33.8			~ 19.1	nr286	0	[IAU6904, 1998]
19	SN 1998ca	8d24	12:13:30.64	06:23:49.0	II	0.028	~ 18.8	nr287	6	[IAU6904, 1998] [IAU6921, 1998]
20	SN 1998cb	8d29	10:40:17.6	06:15:18			~ 20.	nr325	5	[IAU6904, 1998]
21	SN 1998ci	8e19	12:41:01.12	06:39:48.2	Ia	0.025	~ 18.	nr296	7	[IAU6921, 1998]
22	SN 1998cj	8e21	12:19:42.7	12:13:31	II	0.014	~ 17.2	nr229	4	[IAU6921, 1998]
23	SNxxxx	8e21	12:03:06.5	12:37:42.1			~ 18.6	nr223	6	
24	SNxxxx	8e20	14:02:42.8s	05:45:06			~ 19.4	nr343	2	

TAB. 5.2 – *Supernovae découvertes pendant la campagne du printemps 1998.*

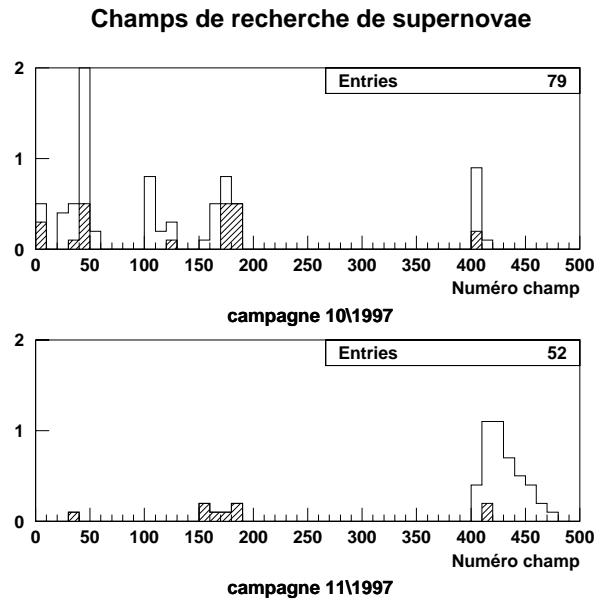


FIG. 5.1 – Champs pris pour la recherche de supernovae pendant la campagne de l'automne 1997. Les images défectueuses qui n'ont pas été utilisées sont indiquées en grisé. En octobre 1997 (resp. novembre 1997), la recherche a été effectuée sur un total de 52 (resp. 43) degrés carrés.

d'EROS n'est pas un télescope adapté à la photométrie: une étoile recouvre environ 100 pixels, et la caméra d'EROS contient ~ 30 millions de pixels! Il est dommage d'utiliser une aussi grande caméra à la mesure d'une seule étoile. D'autre part, le télescope d'EROS ne permet pas de faire de spectroscopie.

C'est pourquoi EROS c'est tourné vers d'autres observatoires.

5.3.1 Temps de télescope accordé

Le temps de suivi nous ayant été accordé pour l'année 1997 et l'année 1998 est présenté dans les tableaux 5.3 et 5.4.

Le temps de suivi accordé à EROS, une fois décomptées les nuits inutilisées, n'a pas permis de suivre de manière détaillée les supernovae découvertes. Nous avons donc été amenés à utiliser aussi notre propre télescope. EROS entreprendra au printemps 1999 une campagne jointe de prise de donnée avec *The Supernova Cosmology Project*: EROS assurera une partie de la détection des supernovae, et *The Supernova Cosmology Project* fournira le temps de télescope nécessaire au suivi.

La production des courbes de lumières et leur analyse seront présentées dans [Hamilton, 1999] et [Regnault, 2000].

Date (1997)	EROS	Danois 1.5m		ARC 3.5m
		ESO	Danois	
01-07 Octobre				
20 Oct.- 5 Nov.				
23 Octobre			nuit complète	
30 Octobre	NL		nuit complète	
02 Novembre				
03 Novembre				
06 Novembre			nuit complète	
17 Nov. - 04 Déc.				
17 Novembre		2 heures		
18 Novembre		2 heures		
21 Novembre		2 heures		
23 Novembre				5 heures
24 Novembre		2 heures		3-4 heures
26 Novembre		2 heures		
28 Novembre		2 heures		
29 Novembre		2 heures		5 heures
30 Novembre	NL	2 heures		4 heures
01 Décembre		2 heures		
03 Décembre		2 heures		
04 Décembre		2 heures		
05 Décembre		2 heures		
08 Décembre		2 heures		
27 Décembre			nuit complète	

TAB. 5.3 – *Temps de télescope accordé pour l'année 1997. Le temps de télescope sur l'ARC a été obtenu grâce au Supernovae Cosmology Project. Le sigle NL marque la date de la nouvelle lune.*

Date (1998)		Danois 1.5-m		ARC 3.5-m	ESO 3.6-m
		ESO	Danois		
06 Janvier			nuit complète		
20 Février			nuit complète		
21 Février				2 ^{nde} moitié	
26 Février	NL				
27 Février				1 ^{ère} moitié	
27 Février			nuit complète		
28 Février				2 ^{nde} moitié	
06 Mars			nuit complète		
08 Mars		2 heures			
11 Mars		2 heures			
14 Mars		2 heures			
16 Mars		2 heures			
27 Mars					nuit complète
28 Mars	NL				
26 Avril	NL				
30 Avril					nuit complète
25 Mai	NL				
11-31 Mai		2 heures/nuit			
04 Juin					nuit complète
24 Juin	NL				
03-06 Juillet		2 heures/nuit			
08-15 Juillet		2 heures/nuit			
15-19 Juillet		4 × 2 heures			
23 Juillet	NL				
21-23 Juillet		2 heures/nuit			
25-31 Juillet		2 heures/nuit			
01 Août		2 heures/nuit			

TAB. 5.4 – Temps de télescope accordé pour l'année 1998. Le temps de télescope sur l'ARC a été obtenu grâce au Supernovae Cosmology Project.

5.3.2 Identification spectrale

Les spectres des supernovae permettent l'identification de leur type et la mesure de leur décalage vers le rouge. Les spectres ont été mesurés au télescope Danois de 1.5-m de l'ESO, ainsi qu'au télescope ARC de l'observatoire *Apache Point Observatory* au Nouveau-Mexique sur lesquels EROS avait obtenu du temps d'observation. Cinq spectres ont été gracieusement mesurés sur d'autres télescopes, où les observateurs nous ont accordé une partie de leur temps d'observation, et ont parfois réduit et classifié eux mêmes les spectres: au télescope 3.6-m de l'ESO (Maria-Teresa Ruiz et Stefano Benetti), au télescope Danois d'1.5-m de l'ESO (Stefano Benetti) ainsi qu'au télescope William-Herschel (*Isaac Newton Group*, observatoire des Canaries). Le spectre de la supernova SN 1997ee est présenté en figure 5.2: il est caractéristique d'une supernova de type Ia près du maximum.

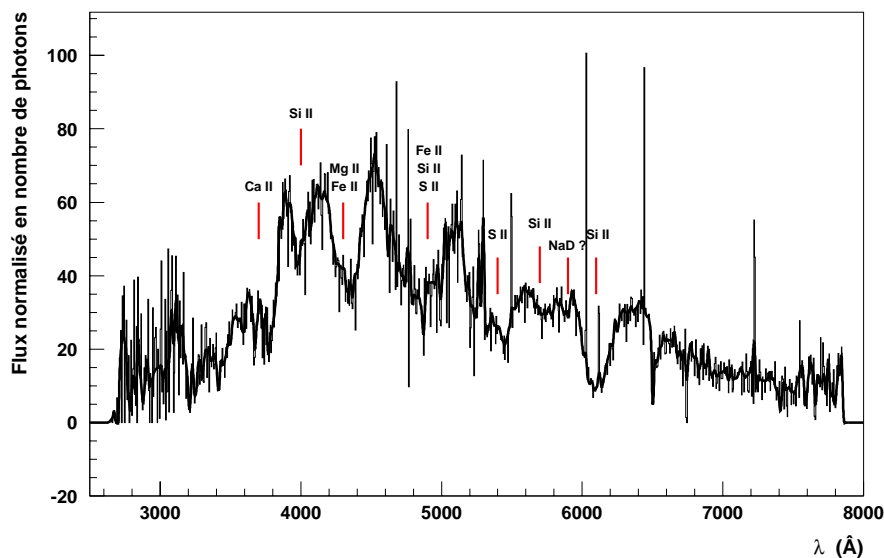


FIG. 5.2 – Spectre de la supernova SN 1997ee, corrigé de son décalage vers le rouge $z = 0.17$. Les raies permettant d'identifier son type (Ia) présentent des profils caractéristiques P-Cygni: une large raie en absorption à $\sim 6150\text{\AA}$, produites par le doublet déplacé vers le bleu, Si II $\lambda\lambda 6347, 6371$, une raie moins prononcée à $\sim 4000\text{\AA}$ (Si II $\lambda\lambda 4128, 4131$) ainsi qu'à $\sim 5800\text{\AA}$ (Si II $\lambda 5958$); une large raie en absorption à $\sim 3800\text{\AA}$, due au doublet Ca II $\lambda\lambda 3934, 3968$; on distingue moins bien le profil en "W" vers $\sim 5400\text{\AA}$ dû au triplet S II $\lambda\lambda 5606, 5640, 5647$. Enfin, les raies de Fe II sont très présentes entre 4000 et 5000 \AA . Ce spectre a été obtenu au télescope ARC-3.5m de l'observatoire Apache Point Observatory au Nouveau-Mexique. ([IAU6785, 1997]).

5.4 SN 1997dk & 1997dl: une supernova double

SN 1997dk et 1997dl sont deux supernovae de type Ia, situées à un décalage vers le rouge $z = 0.05$ qui ont la particularité d'avoir été découvertes dans la même galaxie (figure 5.3). Leurs spectres et leurs courbes de lumière indiquent qu'elles ont explosé à 2 mois d'intervalle. Notons qu'elles sont séparées de $\delta = 5$ arcsecondes, soit $\delta = 6 h_{65}^{-1}$ kpc $\sim 2 \cdot 10^4 h_{65}^{-1}$ années-lumière, où $h_{65} = H_0/65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Ces explosions ne sont donc pas reliées causalement.

La courbe de lumière de SN 1997dl est présentée en figure 5.4.

La galaxie parente est répertoriée dans le *Las Campanas Redshift Survey* (LCRS B234101.1-413557), qui lui attribue une magnitude R-Cousins $R_c = 15.58$. Sa magnitude absolue est donc égale à $M_{R_c} = -21.3 + 5 \log h_{65}$. Son diamètre apparent est d'environ 25 arcsecondes, ce qui correspond à un diamètre $D \sim 30 h_{65}$ kpc. La galaxie, du fait de sa brillance de surface importante, pourrait être une galaxie elliptique ou une S0.

On peut s'interroger sur la probabilité que, une supernova Ia ayant explosé dans une galaxie, une deuxième supernova Ia explose dans cette même galaxie à un intervalle d'au plus 2 mois. Elle est estimée — de manière simplifiée — à :

$$\mathcal{P} \sim \frac{1}{4000} \frac{\mathcal{R}_{Ia}}{0.15 \text{ SNu}} \frac{\Delta T}{2 \text{ mois}} \quad (5.1)$$

Cet événement est donc rare.

SN 1997dk & SN 1997dl Ia $z = 0.05$

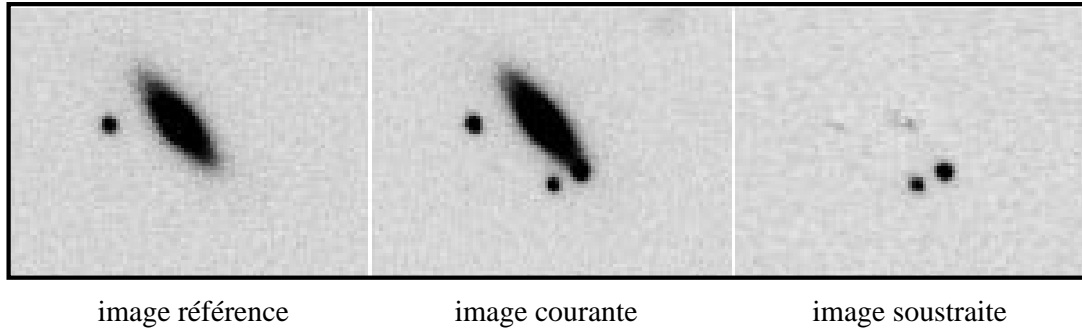


FIG. 5.3 – Images de découverte de SN 1997dk & 1997dl: l'image référence a été prise le 14 novembre 1996 et l'image courante le 26 octobre 1997.

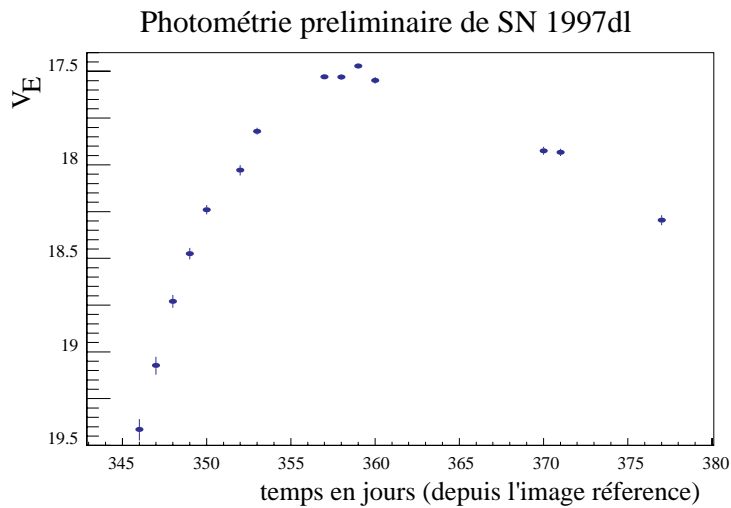


FIG. 5.4 – Courbe de lumière de SN 1997dl. Elle est typique d'une supernova de type Ia. La photométrie utilisée pour la construction des courbes de lumières est décrite dans [Hamilton, 1999].

Chapitre 6

Efficacité de détection : détermination du taux de supernovae

Le calcul de l'efficacité de détection conclut la mise au point du logiciel de détection. Il est détaillé dans ce chapitre pour la campagne de recherche de octobre et novembre 1997, pour les supernovae de type Ia. Le taux d'explosion des supernovae de type Ia est déduit des calculs d'efficacité. Le calcul est ensuite exposé plus rapidement pour les supernovae de type II.

6.1 Principe

La technique de détection de supernovae par soustraction d'images CCD permet d'en calculer l'efficacité, et d'en déduire ensuite un taux d'explosion. A ce jour, une seule équipe, le *Supernova Cosmology Project*, a publié une telle étude ([Pain et al., 1996]).

Nous détaillons ici le principe du calcul de l'efficacité, ainsi que sa mise en oeuvre par une technique de Monte-Carlo.

6.1.1 Principe du calcul

L'efficacité de détection est déterminée en simulant des supernovae dans les galaxies des images des champs de recherche, et en étudiant leur détection par la chaîne de traitement. Il est nécessaire d'engendrer des supernovae réalistes, car la facilité de détection d'une supernova dépend aussi des caractéristiques de la galaxie qui l'abrite: flux, brillance de surface, gradient local, Cette méthode requiert la connaissance du décalage vers le rouge de la galaxie hôte choisie, information qui nous fait défaut: nous ne disposons que du flux ϕ_{gal} en ADU mesuré sur les images EROS de la voie bleue et de la voie rouge.

Pour remédier à ce manque, nous allons établir une correspondance entre le flux en ADU de la galaxie et la probabilité qu'elle a d'avoir un décalage vers le rouge égal à z . Dans ce but, on combine deux relations, l'une entre le flux de la galaxie en ADU mesuré sur l'image et sa magnitude apparente, l'autre entre la magnitude apparente d'une galaxie et son décalage vers le rouge.

Pour calculer la magnitude apparente m_{gal} d'une galaxie dont on a mesuré le flux en ADU ϕ_{gal} sur l'image, on utilise les *relations de calibration*, qui relient le flux en ADU aux

magnitudes apparentes dans le système de filtres standard. Désignons par \mathcal{O} l'ensemble des champs observés o . L'indice o regroupe donc les informations sur le champ observé, mais aussi sur la date et les conditions (temps de pose, absorption, seeing) de son observation. Les relations de calibration ne dépendent donc que de o :

$$m_{\text{gal}} = m_{\text{gal}}(\phi_{\text{gal}}; o) \quad (6.1)$$

En utilisant une distribution théorique de densité de galaxies par unité de décalage vers le rouge et de magnitude apparente $dN_{\text{gal}}/dzdm(z, m_{\text{gal}})$, on attribue à une galaxie de magnitude apparente m_{gal} un décalage vers le rouge z selon la loi de probabilité $p(z|m_{\text{gal}})$:

$$p(z|m_{\text{gal}}) \propto \frac{dN_{\text{gal}}}{dzdm}(z, m_{\text{gal}}) \quad (6.2)$$

La distribution théorique $dN_{\text{gal}}/dzdm(z, m_{\text{gal}})$ est modélisée en séparant d'une part la contribution de la variation du nombre d'objets par unité de volume $dV_c/dz d\omega(z)$, (la densité par unité de volume comobile étant supposée constante), et d'autre part la distribution en magnitude absolue, ou fonction de luminosité $dN_{\text{gal}}/dM(M_{\text{gal}})$. En effectuant le changement de variables:

$$\begin{aligned} (M_{\text{gal}}, z) &\rightarrow (m_{\text{gal}}, z) \\ m_{\text{gal}} &= M_{\text{gal}} + \mu_L(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}) + K_{\text{gal}}(z) + E_{\text{gal}}(z) \end{aligned} \quad (6.3)$$

où μ_L est le module de distance lumineuse, K_{gal} la correction K et E_{gal} la correction d'évolution définis au chapitre 2, on obtient:

$$\begin{aligned} p(z|m_{\text{gal}}) &\propto \frac{dV_c}{dz}(z) \frac{dN_{\text{gal}}}{dM}(M_{\text{gal}} = m_{\text{gal}} + \mu_L(z) + K_{\text{gal}}(z) + E_{\text{gal}}(z)) \frac{dM}{dm} \\ &\propto \frac{dV_c}{dz}(z) \frac{dN_{\text{gal}}}{dM}(M_{\text{gal}} = m_{\text{gal}} + \mu_L(z) + K_{\text{gal}}(z) + E_{\text{gal}}(z)) \end{aligned} \quad (6.4)$$

Nous adopterons une fonction de luminosité de Schechter, qui décrit la distribution en luminosité absolue L des galaxies:

$$dN_{\text{gal}} = \tilde{\phi}_* \left(\frac{L}{L_*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L_*}\right) \frac{dL}{L_*} \quad (6.5)$$

La normalisation $\tilde{\phi}_*$ correspond au nombre de galaxies par unité de volume. La distribution des galaxies en magnitude absolue M s'écrit donc :

$$\frac{dN_{\text{gal}}}{dM} = \phi_* 10^{-0.4 \times (\alpha+1) \times (M-M_*)} \exp(-10^{-0.4 \times (M-M_*)}) \quad (6.6)$$

où M_* est la magnitude correspondant à la luminosité L_* et où la normalisation ϕ_* est reliée à $\tilde{\phi}_*$ par:

$$\phi_* = \frac{\ln(10)}{2.5} \tilde{\phi}_*$$

Les paramètres (ϕ_*, α, M_*) caractérisent la fonction de Schechter. Nous choisissons ici la fonction de Schechter dans le filtre R Cousins (bien adapté aux filtres EROS) mesurée par le LCRS ([Lin et al., 1996]):

$$\phi_* = 0.019 h^3 \text{ Mpc}^{-3} \quad (6.7)$$

$$\alpha = -0.7 \quad (6.8)$$

$$M_* = -20.29 + 5 \log h \quad (6.9)$$

Notons dès maintenant que la fonction de luminosité du LCRS est calculée sans correction d'évolution E_{gal} . En conséquence, nous posons $E_{\text{gal}} \equiv 0$ lorsque nous utilisons fonction de luminosité du LCRS.

Ainsi, la correspondance établie entre le flux en ADU ϕ_{gal} et le décalage vers le rouge d'une galaxie i donnée n'est fonction que des conditions d'observation:

$$p(z|m_{\text{gal}}) \equiv p(z|\phi_{\text{gal}}, o) \equiv p_{\text{galaxie } i}(z|o) \quad (6.10)$$

Cette correspondance sera vérifiée en utilisant une population test de galaxies, dont nous connaissons le décalage vers le rouge: il s'agit des galaxies identifiées par le relevé à grand champ *The Las Campanas Redshift Survey* LCRS ([Schechter et al., 1996]), dont certains champs sont communs avec les nôtres. La loi de probabilité adoptée conviendra si elle reproduit correctement la distribution en décalage vers le rouge de ces galaxies.

Nous pouvons maintenant attribuer à chaque galaxie i du champ observé o un décalage vers le rouge z selon une loi de probabilité $p_i(z|o)$. Pour calculer avec quelle efficacité $\epsilon_i(z; T)$ les supernovae à la phase T (instant d'émission de la lumière observée, compté depuis l'instant de luminosité maximum dans le référentiel de la supernova) seront détectées au sein de cette galaxie, nous allons ajouter à l'image une supernova simulée. La magnitude absolue de la supernova est calculée en supposant que, le type de supernova étant fixé, les supernovae ont toutes la même évolution temporelle de luminosité intrinsèque, modélisée par le patron en magnitude absolue $M_{\text{SN}}(T)$. La magnitude apparente de la supernova à simuler est en conséquence égale à:

$$m_{\text{SN}}(T, z) = M_{\text{SN}}(T) + \mu(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}) \quad (6.11)$$

Pour ajouter à l'image la supernova simulée, il faut donc connaître la correspondance entre la magnitude d'un objet et son flux en ADU mesuré sur l'image, c'est-à-dire utiliser la *relation de calibration*:

$$\phi_{\text{SN}} = \phi_{\text{SN}}(m_{\text{SN}}; o) \quad (6.12)$$

En résumé, le calcul de l'efficacité $\epsilon_i(z; T)$ de détection des supernovae dans chaque galaxie i nécessite de connaître les relations de correspondance:

$$\phi_{\text{gal}} \text{ en ADU} \longrightarrow z \quad (6.13)$$

$$m_{\text{SN}} \longrightarrow \phi_{\text{SN}} \text{ en ADU} \quad (6.14)$$

Comment déduire de l'efficacité par galaxie $\epsilon_i(z; T)$ le nombre de supernovae attendues? Le nombre de supernovae \mathcal{N} détectées pendant les observations \mathcal{O} est proportionnel à \mathcal{R} ,

le taux de supernovae explosant par unité de temps et par unité de luminosité de la galaxie hôte. Ainsi, dans une galaxie de luminosité L , ou de manière équivalente de magnitude absolue M , il explose $\mathcal{R}L$ supernovae par unité de temps. La luminosité L_i de la galaxie i est calculée à partir du décalage vers le rouge z qu'on lui a attribué et de sa magnitude apparente déduite de son flux grâce à la relation de calibration 6.12 $m_{\text{gal}}(\phi_{\text{gal}}; o)$:

$$L_i(o; z) = L \{m_{\text{galaxie}}(\phi_{\text{galaxie}}; o) + \mu(z)\}$$

Le nombre \mathcal{N}_{i_o} de supernovae détectées dans la galaxie i lors de l'observation o est égal à:

$$\mathcal{N}_{i_o} = \mathcal{R} \times \int_0^\infty p_i(z|o) L_i(o; z) \int_{-\infty}^\infty \epsilon_i(z; T) dz dT \quad (6.15)$$

On a intégré sur la distribution en décalage vers le rouge possible de la galaxie. Il ne reste plus qu'à sommer les contributions de toutes les galaxies identifiées dans tous les champs observés. Identifier les galaxies d'un champ n'est pas une tâche aisée, c'est pourquoi on pourra pondérer chaque galaxie i par un poids spécifique \mathbf{p}_i tenant compte de la possibilité d'une identification imparfaite: \mathbf{p}_i est la probabilité d'avoir correctement identifié l'objet hôte comme galaxie.

Soulignons que nous ne pouvons sommer sur *toutes* les galaxies du champ, ou, de manière équivalente, sur une distribution théorique de galaxies $dN_{\text{gal}}/dzdM$, car notre recherche ne détecte les supernovae que *dans* des galaxies *identifiées*, afin d'éviter la contamination par les astéroïdes.

Le nombre de supernovae détectées lors des observations \mathcal{O} s'écrit donc:

$$\begin{aligned} \mathcal{N} &= \mathcal{R} \times \mathfrak{S} \\ \mathfrak{S} &= \sum_{\mathcal{O}} \sum_{\text{gal. n}^\circ i} \mathbf{p}_i \int_0^\infty p_i(z|o) L_i(o; z) \int_{-\infty}^\infty \epsilon_i(z; T) dz dT \end{aligned} \quad (6.16)$$

En retour, le taux d'explosion de supernovae se calcule en comparant la somme \mathfrak{S} au nombre de supernovae effectivement détectées $\mathcal{N}_{\text{réel}}$:

$$\mathcal{R} = \frac{\mathcal{N}_{\text{réel}}}{\mathfrak{S}} \quad (6.17)$$

Ce principe de calcul est à rapprocher de la méthode du temps de contrôle introduite par [Zwicky, 1942], utilisée par exemple par [van den Bergh et Tammann, 1991] et [Cappellaro et al., 1993], qui consiste à calculer pour chaque galaxie le temps T_c pendant lequel une supernova y explosant aura une magnitude inférieure à la magnitude limite de recherche m_{lim} . Sous ces hypothèses, le temps de contrôle ne dépend que du décalage vers le rouge de la galaxie, et de la magnitude limite. Le nombre de supernovae attendues se calcule en sommant sur les galaxies observées et en pondérant chaque galaxie par sa luminosité et son temps de contrôle. Dans ce cas, on fait l'approximation que l'efficacité de détection ne dépend que de la magnitude apparente de la supernova et est égale à une fonction de Heaviside, traduisant qu'en deçà d'une certaine magnitude limite, une supernova a 100 % de chance d'être détectée, et 0% au-delà. Si l'efficacité $\epsilon_i(z; T)$ est une fonction plus compliquée de la phase T et du décalage vers le rouge z de la supernova, et

dépend de surcroît de la galaxie i , on peut définir plus généralement le temps de contrôle par:

$$T_c(i) = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_i(z; T) dT \quad (6.18)$$

En multipliant cette quantité par la luminosité L_i de la galaxie, et par la probabilité p_i de l'avoir correctement identifiée, nous retrouvons le poids affecté à chaque galaxie dans la somme \mathfrak{S} .

Enfin, soulignons de nouveau que contrairement au calcul “naïf” du chapitre 3, nous ne sommons pas sur une distribution théorique des galaxies en décalage vers le rouge, mais sur les galaxies de nos champs. Nous y sommes contraints par le critère permettant la réjection des astéroïdes.

6.1.2 Processus de calcul

Les intégrales de l'équation 6.17 sont calculées par une méthode Monte-Carlo, ce qui permet de tenir compte facilement non seulement de la distribution en z de la galaxie hôte choisie, de la distribution en phase T de la supernova, mais aussi de la variation de la courbe de lumière patron du type de supernova choisi, et de la variation de la position de la supernova dans la galaxie.

Le processus de calcul se déroule en trois étapes:

1. sélection des galaxies hôtes potentielles i sur le champ
2. sur chaque galaxie i , on ajoute une supernova dont le flux dépend de sa magnitude apparente, qui est fonction des relations de *calibration* et du tirage j :
 - du décalage vers le rouge z_{ij} de la galaxie i , avec la probabilité $p_i(z_{ij}|o)$. (calcul où intervient la *calibration*).
 - de la phase T de la supernova (instant d'émission de la lumière observée, compté depuis l'instant de luminosité maximum dans le référentiel de la supernova), tirée entre $T_{\min} = -15$ jours et $T_{\max} = +120$ jours. Il est aussi tenu compte de l'intervalle de temps écoulé entre l'image référence et l'image courante.
 - des corrections ΔM au patron de courbe de lumière utilisé.

La PSF adoptée est une gaussienne intégrée dont les paramètres $\{\sigma_x, \sigma_y, \rho\}$ sont ceux mesurés sur l'image lors de son traitement par la chaîne.

La position de la supernova $(\Delta x, \Delta y)$ dans la galaxie hôte est tirée selon une loi de probabilité fonction de la forme de la galaxie hôte: cette loi est modélisée par une gaussienne de paramètres $\{\sigma_a, \sigma_b, \theta\}$ égaux aux moments correspondants de la galaxie sur l'image. Cette modélisation approximative peut être corrigée en pondérant chaque tirage dans la somme 6.17.

3. l'image contenant les supernovae simulées est traitée par la chaîne de détection

4. les supernovae simulées et détectées sont associées. Les supernovae sélectionnées par les coupures de l'analyse sont affectées d'un poids $\epsilon_{ij} = 1$, et les autres d'un poids $\epsilon_{ij} = 0$.
5. pour prendre en compte l'étape finale de visualisation des candidats, une image mosaïque de supernovae simulées sélectionnées par les coupures de l'analyse est réalisée.

Pour un meilleur échantillonnage de l'espace des phases $(z, T, \Delta M, \dots)$, on effectue N_{tirages} fois les étapes 2 à 4 ($N_{\text{tirages}} \sim 1 - 10$). L'indice ij désigne le j -ième tirage concernant la galaxie hôte i .

Le calcul dans la somme \mathfrak{S} s'effectue alors en sommant sur les galaxies i et les tirages j :

$$\mathfrak{S} = \sum_{\mathcal{O}} \sum_{\text{gal. no } i} \mathfrak{p}_i \frac{T_{\max} - T_{\min}}{N_{\text{tirages}}} \sum_{\text{tirage } j} (1 + z_{ij}) L(m_i, z_{ij}; o) \epsilon_{ij} \quad (6.19)$$

$$= \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{R}} \quad (6.20)$$

Le facteur $(1 + z_{ij})$ permet de transformer l'intégrale sur la phase de la supernova dans son référentiel propre en intégrale sur la phase dans le référentiel de l'observateur.

Ce processus de calcul permet de tenir compte en particulier de la dépendance de l'efficacité de détection en fonction des caractéristiques de la galaxie et du critère de sélection anti-astéroïde.

Le taux \mathcal{R} d'explosion de supernovae se calcule à partir de \mathfrak{S} et du nombre \mathcal{N} de supernovae observées pendant les observations \mathcal{O} considérées.

Enfin, pour prendre en compte les différents types de supernovae, ce calcul sera effectué séparément pour chaque type, en utilisant le patron de courbe de lumière $M(t)$ et les corrections ΔM qui lui sont appliqués adaptés au type de supernova choisie.

Nous allons maintenant détailler les différents ingrédients du calcul de \mathfrak{S} — c'est-à-dire du calcul de l'efficacité de détection — pour les supernovae de type Ia (le calcul est effectué de même pour les type II):

1. les relations de calibrations
2. la sélection des galaxies et la loi de correspondance $\phi_{\text{gal}} - z_{\text{gal}}$

ainsi que:

3. les hypothèses utilisées pour la simulation des supernovae de type Ia et de type II

L'efficacité ainsi obtenue sera comparée à l'échantillon des supernovae de type Ia observées. Nous étudierons ensuite la variation de \mathfrak{S} en fonction des hypothèses de calcul choisies, ainsi que des erreurs ou des systématiques pouvant affecter chacun des ingrédients. Enfin, nous étendrons ce calcul aux supernovae de type II.

6.2 Calibration des champs

La connaissance des relations de calibration est fondamentale pour la détermination de l'efficacité de détection. Ces relations sont déterminées pour chaque CCD. Pour les CCD 5 et 6, on utilise des étoiles standard dont on compare le flux en ADU à la magnitude apparente. Pour les autres CCD, les relations de calibration sont calculées au moyen des relations d'intercalibration avec le CCD 5, obtenues en mesurant le fond de ciel. Nous estimons ensuite l'absorption Galactique qui affecte les galaxies et les supernovae. Les relations de calibrations obtenues sont vérifiées en comparant la magnitude R-Cousins mesurée par EROS corrigée de l'absorption Galactique à celle proposée par le relevé à grand champ *The Las Campanas Redshift survey* ([Shectman et al., 1996]) pour certaines galaxies de nos champs.

Nous exposons dans cette section les calibrations des champs de recherche de la campagne d'octobre-novembre 1997.

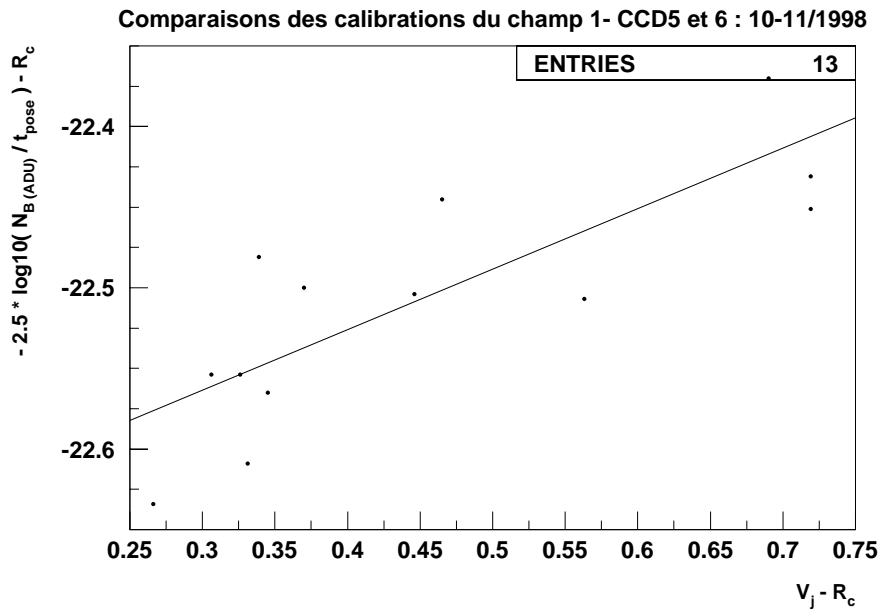


FIG. 6.1 – Détermination des coefficients de calibration $a_{v_{\text{EROS}}}$ et $b_{v_{\text{EROS}}}$. En ordonnée est portée la quantité $v_{\text{EROS}} - R_c$, où R_c est la magnitude R-Cousins de l'étoile, et $v_{\text{EROS}} = -2.5 \log(N_{B_{\text{ADU}}}/t_{\text{pose}})$, $N_{B_{\text{ADU}}}$ désignant le nombre d'ADU mesuré pendant le temps de pose t_{pose} dans la voie bleue (B). En abscisse est portée la couleur de l'étoile : $V - R_c$, où V est la magnitude V-Johnson. La droite ajustée sur cette distribution permet de mesurer les coefficients de la relation $v_{\text{EROS}} = R_c + a_{v_{\text{EROS}}} \times (V - R_c) + b_{v_{\text{EROS}}}$.

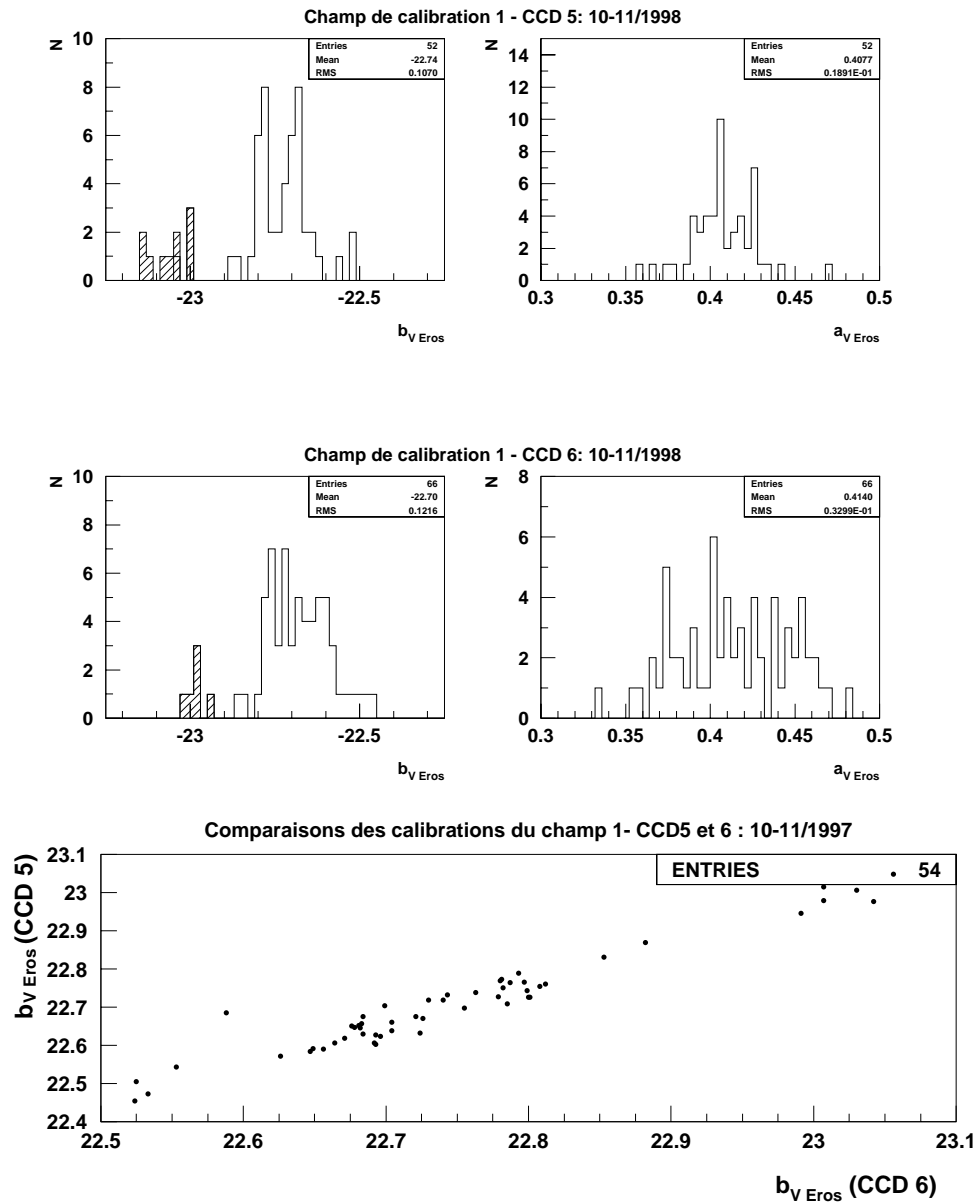


FIG. 6.2 – En haut: distributions des coefficients de calibrations $v_{\text{Eros}} = R_c + a_{v_{\text{Eros}}} \times (V - R_c) + b_{v_{\text{Eros}}}$. La “magnitude” v_{Eros} est définie par: $v_{\text{Eros}} = -2.5 \log(N_{B_{\text{ADU}}}/t_{\text{pose}})$ où N_B désigne le nombre d’ADU mesuré pendant le temps de pose t_{pose} dans la voie bleue. Les hachures correspondent à des problèmes d’obturateur, pendant lesquels le temps de pose réel est plus grand que les 40 secondes initialement choisies. Les constantes $b_{v_{\text{Eros}}}$ mesurées indépendamment sur les 2 CCD du champ de calibration numéro 1 sont bien corrélées (figure du bas): la dispersion observée sur les 4 figures du haut est due à la modification de l’absorption au jour le jour.

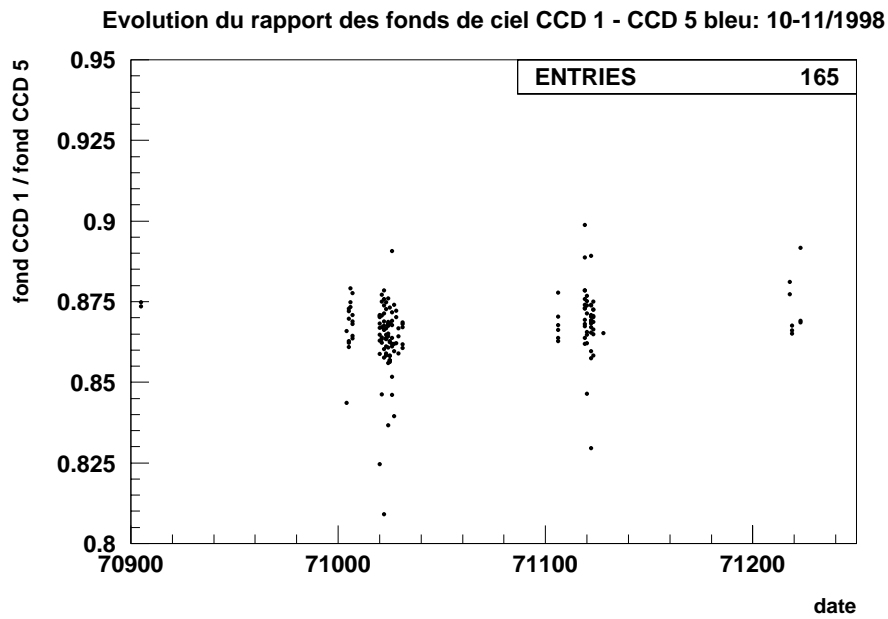


FIG. 6.3 – Variation du rapport entre le fond de ciel sur le CCD B1 et le fond de ciel sur le CCD B5, mesurés tous deux en ADU sur les images bleues. La date est indiquée par la quantité: $10000 \times \text{dernier chiffre de l'année} + 1000 \times \text{mois} + \text{jour}$. Ce rapport est stable à mieux que 5 % et permet d'inter-calibrer les deux CCD.

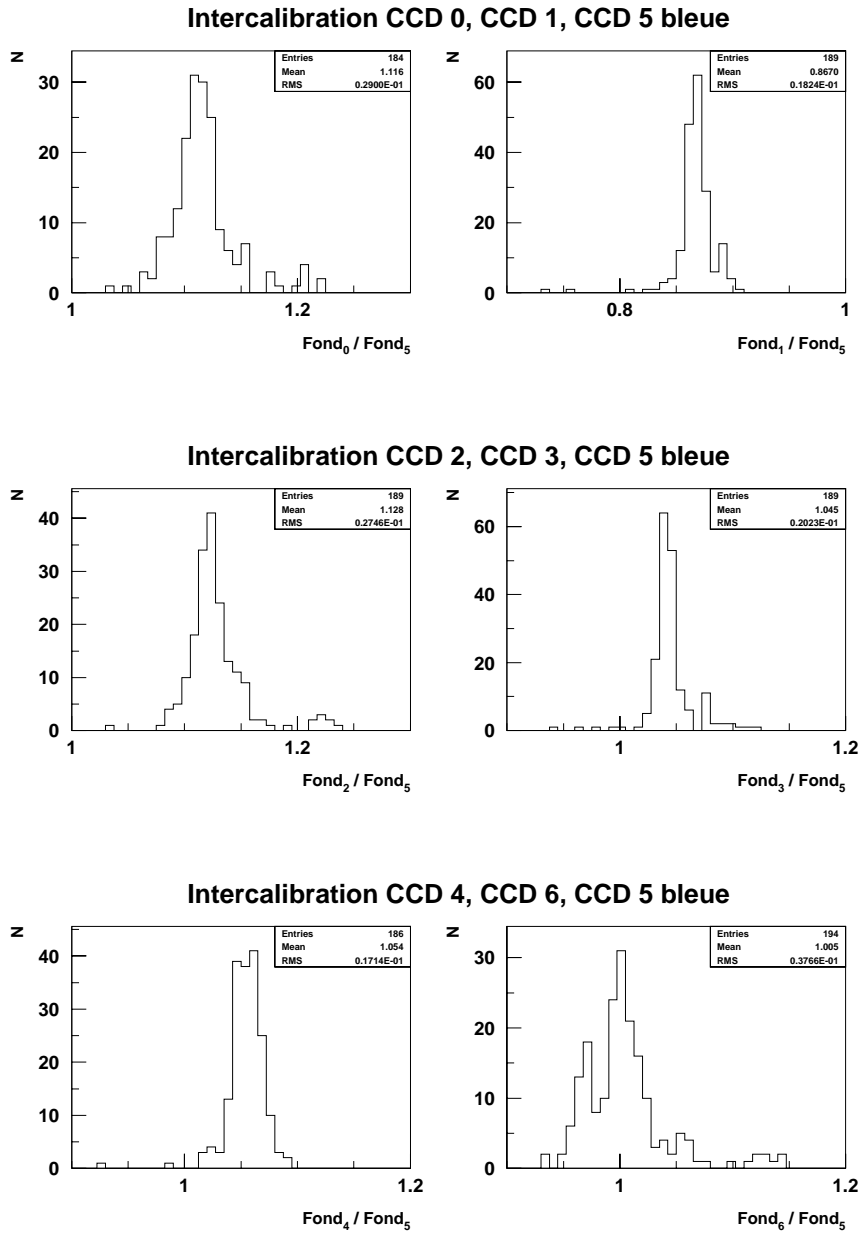


FIG. 6.4 – *Distribution du rapport entre le fond de ciel sur le CCD B_i et le fond de ciel sur le CCD B_5 (en ADU) pour les CCD $i = 0, 1, 2, 3, 4, 6$. La précision atteinte est inférieure à 5 %. On remarquera que le CCD B_6 n'est pas aussi stable que les autres CCD, ce qui ne prête pas à conséquence puisque le CCD 6 est calibré indépendamment du CCD 5 avec les étoiles de [Landolt, 1992].*

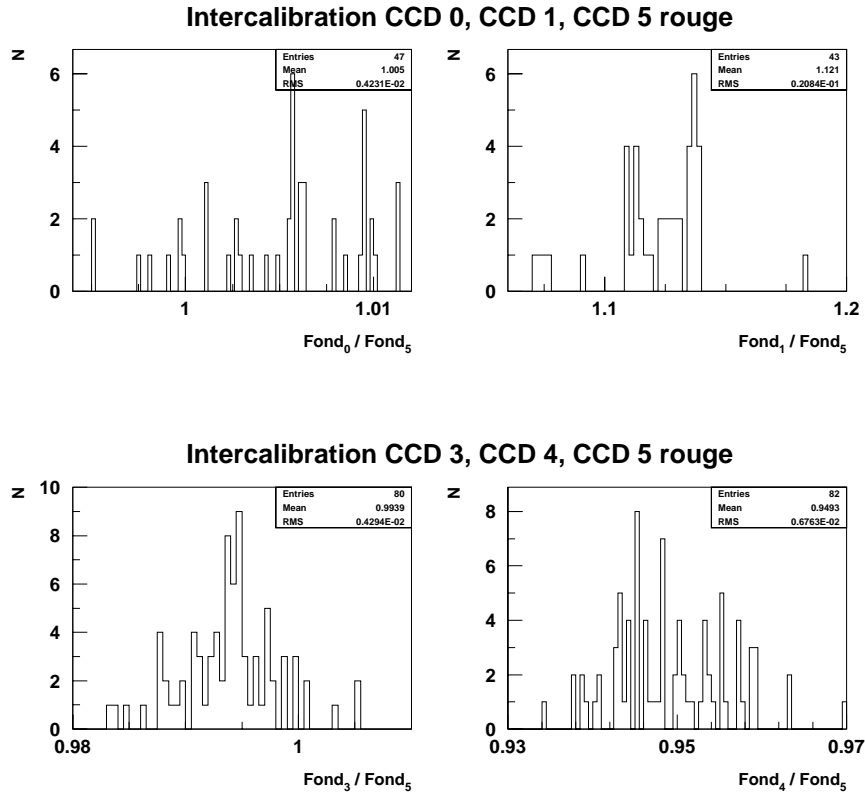


FIG. 6.5 – Distribution du rapport entre le fond de ciel sur les CCD R_i et le fond de ciel sur le CCD R_5 (en ADU) pour les CCD $i = 0, 1, 3, 4$. La précision atteinte est meilleure que 1 %.

6.2.1 Calibration des CCD 5 et 6

Pour calibrer les images, un ou deux champs de calibration¹ ont été systématiquement observés en début et en fin de la période d'observation (qui dure de une à deux heures par nuit) des champs de détection de supernovae. Ces champs de calibration, dits "champs de Landolt", sont définis de manière à ce que le CCD 5 et le CCD 6 contiennent chacun une dizaine d'étoiles du catalogue de [Landolt, 1992], qui propose un total de 526 étoiles de référence situées à l'équateur céleste et mesurées dans les filtres standard UBVR. Les formules de calibration permettent de transformer en magnitudes standard V-Johnson V et R-Cousins R_c le nombre d'ADU $N_{B_{ADU}}$ et $N_{R_{ADU}}$ mesurés dans la voie bleue et la voie rouge d'EROS pendant un temps de pose t_{pose} en secondes le jour des observations. Le formalisme adopté est le suivant:

$$v_{Eros} = -2.5 \log \left(\frac{N_{B_{ADU}}}{t_{pose}} \right) \quad (6.21)$$

$$r_{Eros} = -2.5 \log \left(\frac{N_{R_{ADU}}}{t_{pose}} \right) \quad (6.22)$$

Nous parlerons par la suite des magnitudes v_{Eros} et r_{Eros} , même si cette dénomination ne respecte pas les conventions astronomiques qui veulent que toutes les magnitudes soient égales pour une étoile de type A0. Ces magnitudes EROS se transforment en magnitudes standard selon:

$$V = v_{Eros} + a_V \times (v_{Eros} - r_{Eros}) + b_V \quad (6.23)$$

$$R_c = v_{Eros} + a_{R_c} \times (v_{Eros} - r_{Eros}) + b_{R_c} \quad (6.24)$$

En retour, les magnitudes standard sont transformées en flux EROS en ADU dans la voie bleue par:

$$v_{Eros} = R_c + a_{v_{Eros}} \times (V - R_c) + b_{v_{Eros}} \quad (6.25)$$

La mesure des paramètres a et b est effectuée en ajustant une relation linéaire entre les flux EROS et les flux mesurés par [Landolt, 1992] (figure 6.1). Cela nécessite d'associer la liste des étoiles mesurées sur les images EROS à la liste d'étoiles proposées en coordonnées équatoriales par [Landolt, 1992]. L'association directe est difficile car il y a peu d'étoiles Landolt sur les champs EROS. On calcule alors dans un premier temps les coordonnées équatoriales des étoiles détectées par EROS en associant leur catalogue avec les catalogues d'étoiles de l'Observatoire Naval des Etats-Unis (*U.S. Naval Observatory* ou USNO²), pour ensuite les comparer à celles des étoiles de Landolt.

La mesure des paramètres a et b dépend des conditions atmosphériques, donc de la date à laquelle elle a été effectuée (figure 6.2). L'erreur sur leur mesure est dominée par le manque de statistique dû au nombre réduit d'étoiles Landolt disponibles sur un CCD. En

1. Les coordonnées des champs de calibration sont: $\alpha = 00^h 55' 03''$, $\delta = +1^\circ 15' 20''$ (champ 1) et $\alpha = 03^h 55' 03''$, $\delta = +0^\circ 27' 20''$ (champ 2).

2. Les catalogues du USNO sont disponibles sur la toile à l'adresse <http://psyche.usno.navy.mil/pmm>. La précision astrométrique du catalogue USNO est meilleure que 1", soit 2 pixels. Il y a environ 100 étoiles USNO par CCD d'une image EROS.

figure 6.2 sont présentées les mesures de $a_{v_{\text{Eros}}}$ et $b_{v_{\text{Eros}}}$ effectuées pendant les campagnes de l'automne 1997.

La calibration moyenne (moyennée sur tous les champs et les CCD 5 et 6 pour $a_{v_{\text{Eros}}}$, et moyennée sur tous les champs mais calculée par CCD pour $b_{v_{\text{Eros}}}$) adoptée pour les CCD 5 et 6 pendant les campagnes de l'automne 1997 est de :

$$\underline{\text{CCD 5}} \quad \underline{\text{octobre - novembre 1997}} \quad (6.26)$$

$$\begin{aligned} V &= v_{\text{Eros}} + 0.49 \times (v_{\text{Eros}} - r_{\text{Eros}}) + 23.09 \\ R_c &= v_{\text{Eros}} - 0.41 \times (v_{\text{Eros}} - r_{\text{Eros}}) + 22.49 \\ v_{\text{Eros}} &= R_c + 0.47 \times (V - R_c) - 22.73 \end{aligned} \quad (6.27)$$

$$\underline{\text{CCD 6}} \quad \underline{\text{octobre - novembre 1997}} \quad (6.28)$$

$$\begin{aligned} V &= v_{\text{Eros}} + 0.49 \times (v_{\text{Eros}} - r_{\text{Eros}}) + 23.06 \\ R_c &= v_{\text{Eros}} - 0.41 \times (v_{\text{Eros}} - r_{\text{Eros}}) + 22.45 \end{aligned} \quad (6.28)$$

$$v_{\text{Eros}} = R_c + 0.47 \times (V - R_c) - 22.75 \quad (6.29)$$

Notons que le domaine de couleur des étoiles utilisées pour établir ces relations de calibration, s'il s'étend jusqu'à $V - R_c \sim 0.25$, diffère du domaine de couleur des supernovae de type Ia, près du maximum et dans leur référentiel propre. Elles sont plus bleues: $V - R_c \sim 0.05$ vers le maximum ([Riess et al., 1996a]). Cependant, nous faisons ici l'approximation que ces relations de calibrations continuent à être valides pour les supernovae: comme nous le verrons par la suite, la couleur $V - R_c$ moyenne des supernovae détectables, grâce au rougissement dû au décalage vers le rouge et à la détection à un instant différent du maximum, se situe dans l'intervalle de validité des relations de calibration.

6.2.2 Intercalibration des CCD

Pour étendre la calibration des CCD 5 et 6 aux autres CCD, une calibration inter-CCD a été réalisée. Pour cela, les valeurs des fonds de ciel des CCD d'une même image sont comparées. Dans les champs choisis, loin de toute pollution lumineuse, la brillance de surface du ciel est uniforme sur les CCD de l'image. La variation de cette calibration relative en fonction de la date est présentée en figure 6.3. Les valeurs moyennes des coefficients d'intercalibration, dont les distributions sont indiquées en figure 6.4 sont proposées dans le tableau 6.1. On notera que le CCD 7 bleu n'est pas pris en compte pendant la campagne de l'automne 1997, pour cause de problèmes électroniques. Le CCD 2 rouge est quant à lui hors d'usage depuis le début de l'expérience.

6.2.3 Calibration des CCD

Les coefficients de calibration adoptés pour chaque CCD pour la campagne d'observation de l'automne 1997 sont calculés à partir des calibration des CCD 5, 6 et des relations d'intercalibration. Ils sont présentés dans le tableau 6.2.

Ces relations sont des relations moyennes, établies pour les données d'octobre et novembre 1997.

CCD	Coefficients d'intercalibration / CCD 5	
	Bleu	Rouge
0	1.116	1.005
1	0.867	1.121
2	1.128	—
3	1.045	0.994
4	1.054	0.949
5	1.	1.
6	1.005	0.877

TAB. 6.1 – Inter-calibration des CCD par rapport au CCD 5 pour les CCD de la caméra bleue et ceux de la caméra rouge.

6.2.4 Extinction Galactique

Les supernovae et les galaxies subissent une extinction Galactique le long de leur ligne de visée. Nous utilisons pour la quantifier la cartographie de [Schlegel et al., 1998] réalisée à partir des cartes à $100 \mu\text{m}$ et $240 \mu\text{m}$ de COBE/DIRBE et à $100 \mu\text{m}$ de IRAS/ISSA. Ces cartes permettent de prédire le rougissement à mieux que 16 %.

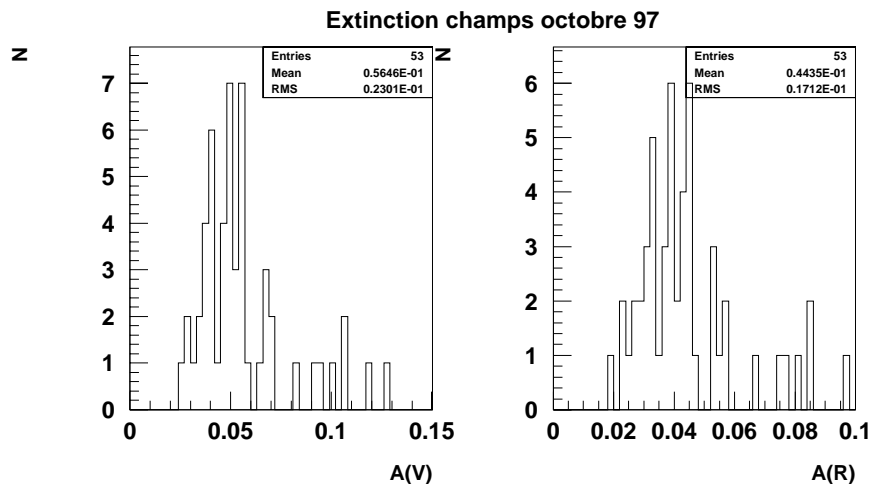


FIG. 6.6 – Extinction Galactique en V et R calculée en utilisant la carte de [Schlegel et al., 1998] pour les champs de recherche d'octobre 1997. On constate qu'elle est faible, de l'ordre de ~ 0.05 magnitude en moyenne.

La taille du pixel des cartes utilisées, égale à $2.4' \times 2.4'$, est bien inférieure à celle de la mosaïque des 8 CCD: $40' \times 80'$. La valeur de l'excès de couleur $E(B - V)$ est toutefois très uniforme sur un même champ: l'écart type de sa distribution y est de 11%. De plus,

<i>Coefficients de Calibration</i> <i>octobre - novembre 1997</i>		
$V = v_{\text{Eros}} + a_V \times (v_{\text{Eros}} - r_{\text{Eros}}) + b_V$		
CCD	a_V	b_V
0	0.49	23.26
1	0.49	22.80
3	0.49	23.16
4	0.49	23.20
5	0.49	23.09
6	0.49	23.06
$R_c = v_{\text{Eros}} + a_{R_c} \times (v_{\text{Eros}} - r_{\text{Eros}}) + b_{R_c}$		
CCD	a_{R_c}	b_{R_c}
0	-0.41	22.56
1	-0.41	22.45
3	-0.41	22.51
4	-0.41	22.50
5	-0.41	22.49
6	-0.41	22.45
$v_{\text{Eros}} = R_c + a_{v_{\text{Eros}}} \times (V - R_c) + b_{v_{\text{Eros}}}$		
CCD	$a_{v_{\text{Eros}}}$	$b_{v_{\text{Eros}}}$
0	0.47	-22.85
1	0.47	-22.57
3	0.47	-22.78
4	0.47	-22.79
5	0.47	-22.73
6	0.47	-22.75

 TAB. 6.2 – *Coefficients de calibration des CCD pour la campagne d'octobre 1997.*

la moyenne, sur tous les champs, de la différence entre la valeur moyenne sur la mosaïque et la valeur au centre de la mosaïque de l'excès de couleur est de 0.3 % et l'écart type de cette même distribution est de 8%. C'est pourquoi nous adoptons pour chaque champ la valeur de l'excès de couleur $E(B - V)$ au centre du champ. L'extinction dans les filtres V et R_c est ensuite calculée en utilisant les relations proposées par [Schlegel et al., 1998]:

$$A(V) = 3.315 \times E(B - V) \quad (6.30)$$

$$A(R_c) = 2.673 \times E(B - V) \quad (6.31)$$

La distribution des extinctions Galactiques A_V et A_R pour les champs de recherche d'octobre 1997 (de latitude galactique moyenne $\langle b \rangle \sim -70^\circ$) est indiquée en figure 6.6: elle est d'environ ~ 0.05 mag. Pour les champs de recherche de novembre 1997 (figure 6.7), la latitude galactique $\langle b \rangle \sim -50^\circ$ est plus faible, et l'extinction y est plus importante: elle est égale en moyenne à ~ 0.3 mag.

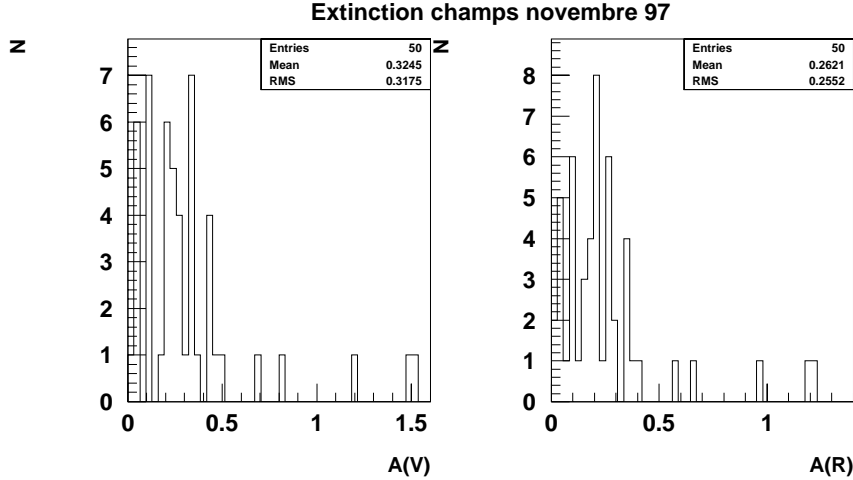


FIG. 6.7 – *Extinction Galactique en V et R calculée en utilisant la carte de [Schlegel et al., 1998] pour les champs de recherche de novembre 1997. Elle est plus importante (~ 0.3 mag) que sur les champs de recherche d’octobre 1997 (figure 6.6): les champs de novembre 1997 sont situés en moyenne à une latitude galactique de $\sim -50^\circ$ au lieu de $\sim -70^\circ$ pour les champs d’octobre.*

6.2.5 Comparaison des magnitudes $R_c(\text{LCRS})$ et $R_c(\text{EROS})$

Les champs de recherche de supernovae de la campagne d’octobre 1997 coïncident avec une partie des champs étudiés par le projet de relevé à grand champ *The Las Campanas Redshift Survey* ou LCRS ([Shectman et al., 1996]). Ce relevé, relativement complet à $z \sim 0.1$, propose pour chacune des galaxies qu’il a identifié une magnitude R-Cousins. Nous pouvons donc la comparer avec la magnitude R-Cousins calculée à partir des flux en ADU mesurés par *Source Extractor* et des calibrations.

Les galaxies sont des sources étendues, il faut donc pour en intégrer le flux sur une image définir les contours du domaine d’intégration. Une solution est de choisir comme contour celui d’une isophote d’un niveau fixé: on obtient une magnitude *isophotale*. *Source Extractor* corrige la magnitude isophotale en une magnitude *totale* en modélisant le profil de l’objet par une gaussienne: cette technique permet de mesurer le flux total d’une galaxie jusqu’à $R_c \sim 24$ ([Bertin et al., 1996]). Les magnitudes du LCRS sont en revanche isophotales. Pour convertir les magnitudes LCRS en magnitudes totales, [Lin et al., 1996] proposent la relation:

$$\text{magnitudes LCRS : } R_c(\text{totale}) \sim R_c(\text{isophotale}) - 0.25 \quad (6.32)$$

On s’attend donc à ce que les magnitudes $R_{c\text{EROS}}$ et $R_{c\text{LCRS}}$ soit reliées par:

$$R_{c\text{LCRS}} \sim R_{c\text{EROS}} + C \quad (6.33)$$

$$C \sim 0.25 \quad (6.34)$$

et que ce décalage soit indépendant du CCD. La magnitude apparente $R_{c\text{LCRS}}$ proposée par le LCRS n'est pas corrigée de l'absorption galactique. Celle-ci ne doit donc pas intervenir dans la relation 6.34. Cependant, nous souhaitons pouvoir utiliser cette relation, qui permet d'aligner l'échelle des magnitudes EROS sur celle du LCRS, pour des galaxies appartenant à des champs différents de ceux du LCRS, et dont l'absorption varie. C'est pourquoi nous incluons l'absorption galactique dans la relation 6.34:

$$R_{c\text{LCRS}} \sim R_{c\text{EROS}} - A(R_c) + C \quad (6.35)$$

L'histogramme des différences entre les magnitudes $R_{c\text{LCRS}}$ données par le LCRS et les magnitudes $R_{c\text{EROS}} - A(R_c)$ mesurées sur les images EROS est présenté en figure 6.8 pour tous les CCD. Pour les champs de recherche de la campagne d'octobre 1997 utilisés pour cette étude, l'absorption vaut en moyenne $A(R_c) \sim 0.05$. La constante C doit donc être de l'ordre de $C \sim 0.3$, ce qui est effectivement le cas. De plus, la moyenne de C sur les galaxies d'un CCD varie peu d'un CCD à un autre (voir tableau 6.3), et l'écart type de sa distribution par CCD est de $\sim 5\%$. La méthode d'intercalibration des CCD en est validée. La dispersion de la distribution de C pour les galaxies d'un même CCD est par contre assez élevée, mais n'est pas corrélée avec la couleur de l'objet (figure 6.9). Elle est compatible avec la résolution de 15 % annoncée par le LCRS ([Shectman et al., 1996]) ajoutée aux variations au jour le jour des calibrations par rapport à la calibration moyenne adoptée.

6.3 Contrôle de l'échantillon de galaxies utilisées - tirage du décalage vers le rouge

La première tâche à effectuer est d'identifier sur les images les galaxies dans lesquelles nous simulerons des supernovae. Parce que nous sommerons ensuite sur cette population, il est important de contrôler que le comptage de galaxies en magnitude ainsi obtenu est compatible avec les comptages publiés, ou théorique. La seconde tâche est d'attribuer à chacune de ces galaxies un décalage vers le rouge. Nous utiliserons à cet effet la relation 6.5 de la section 6.1.1 en adoptant la fonction de luminosité du LCRS (équations 6.6, 6.8, 6.9, 6.9). La distribution de décalage vers le rouge obtenue sera ensuite vérifiée en utilisant le catalogue de décalage vers le rouge du LCRS.

Cette étude est effectuée sur les 52 champs différents observés pendant la campagne d'octobre. Parmi ceux-ci, 28 champs sont communs (parfois en partie) à ceux du LCRS .

6.3.1 Identification des galaxies

Les galaxies sont sélectionnées en utilisant la classification proposée par *Source Extractor* ([Bertin et al., 1996]), qui attribue à chaque objet un coefficient appelé CLASS STAR entre 0 et 1. Les valeurs proches de 0 caractérisent une galaxie, et les valeurs proches de 1 une étoile. Une valeur proche de 0.5 dénote d'un cas douteux. La classification est réalisée par un réseau neuronal entraîné sur des images simulées qui utilise les aires des isophotes et la valeur du pixel maximal de l'objet.

L'efficacité de cette classification dépend de la magnitude de l'objet et de la PSF. Les distorsions de la PSF sur le bord de la caméra perturbent le système de classification. En

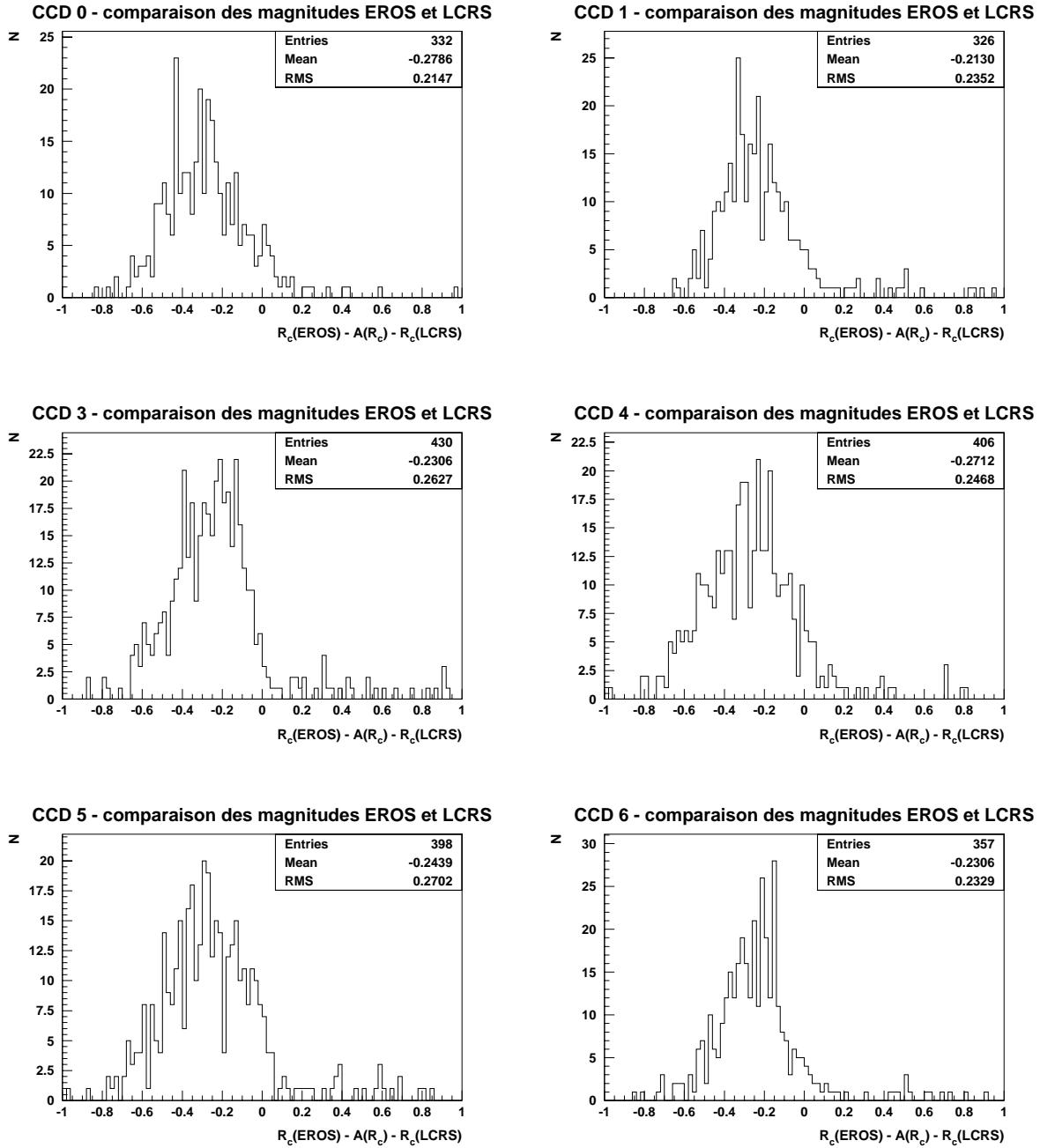


FIG. 6.8 – *Distribution des différences de magnitudes mesurées pour les galaxies LCRS par EROS et par le LCRS. Il y a un décalage systématique d'environ ~ 0.25 magnitudes. Ce décalage est de l'ordre de la correction 6.32 proposée par [Lin et al., 1996]. De plus, il est pratiquement constant d'un CCD à un autre: ce constat valide l'intercalibration des CCD. La dispersion est toutefois importante. Remarquons qu'après vérification visuelle, on constate que les objets pour lesquels $R_{c\text{EROS}} - R_{c\text{LCRS}} \gtrsim 0.5$ sont des galaxies proches d'une galaxie compagnon, ce qui conduit à une mauvaise identification. L'objet double peut être aussi résolu en deux composantes par Source Extractor, mais non par le LCRS .*

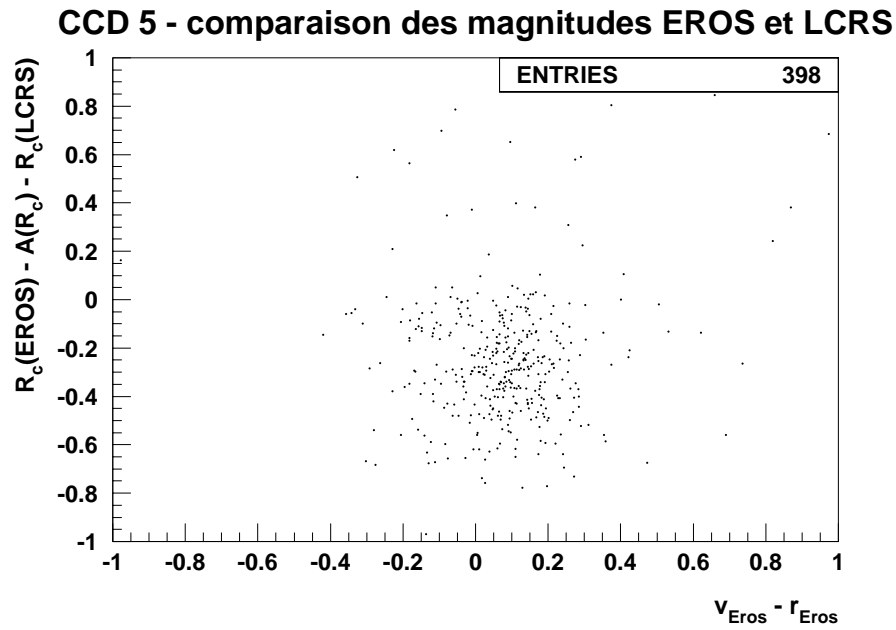


FIG. 6.9 – Différences entre la magnitude *R-Cousins* donnée par le LCRS $R_{c\text{LCRS}}$ et $R_{c\text{EROS}}$, celle calculée à partir des flux mesurés sur les images EROS, en fonction de la couleur $v_{\text{Eros}} - r_{\text{Eros}}$. L'absence de corrélation montre que la dispersion de la distribution de $R_{c\text{EROS}} - R_{c\text{LCRS}}$ n'est pas dûe à une mauvaise estimation de la couleur.

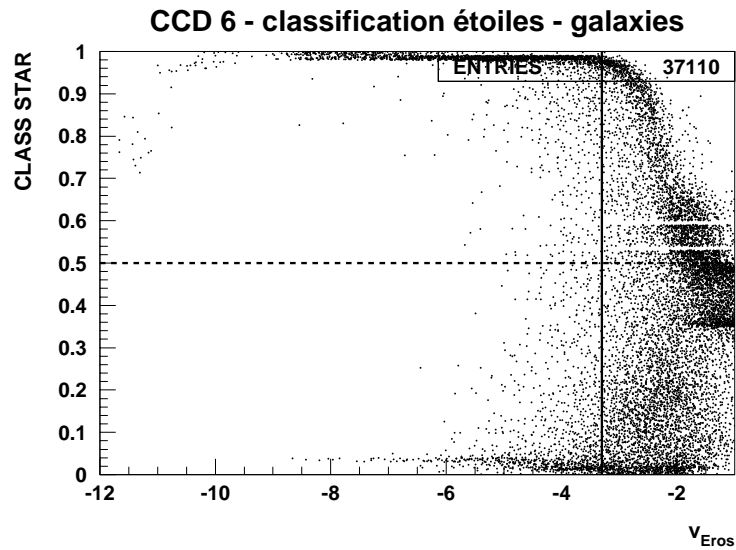
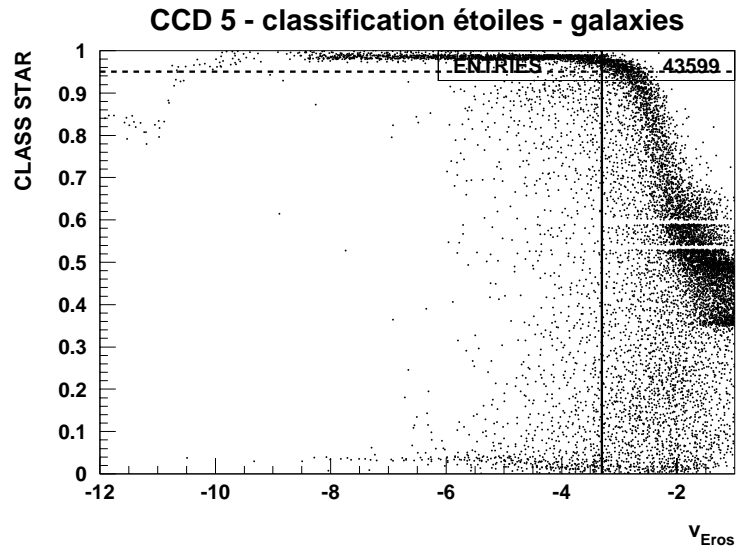


FIG. 6.10 – Distribution du coefficient CLASS STAR en fonction de la magnitude v_{Eros} , qui mesure simplement le nombre d'ADU de l'objet sur l'image pour les CCD 5 et 6. CLASS STAR attribue une valeur proche de 0 aux galaxies et une valeur proche de 1 aux étoiles. Les cas douteux se voient attribuer une valeur proche de 0.5. On constate que la ségrégation étoile-galaxie fonctionne bien jusqu'à $v_{\text{Eros}} \sim -3.3$, qui correspond ici à une magnitude *R-Cousins* EROS $R_c \sim 19.15$. Cependant, pour le CCD 5, l'examen visuel (en les regardant directement sur l'image) des objets classés entre 0.5 et 0.95 dans ce domaine de magnitude, conduit à les identifier comme galaxies. Pour le CCD 5, la frontière (indiquée en pointillés) étoile-galaxie est donc située à CLASS STAR = 0.95. Par contre, pour un CCD de bord comme le CCD 6, les distorsions de la PSF gênent le système de classification, et les vérifications visuelles des objets impliquent d'imposer une limite plus sévère à CLASS STAR = 0.5. Ces deux coupures différentes sur CLASS STAR sont suggérées par la vérification visuelle directe sur les images.

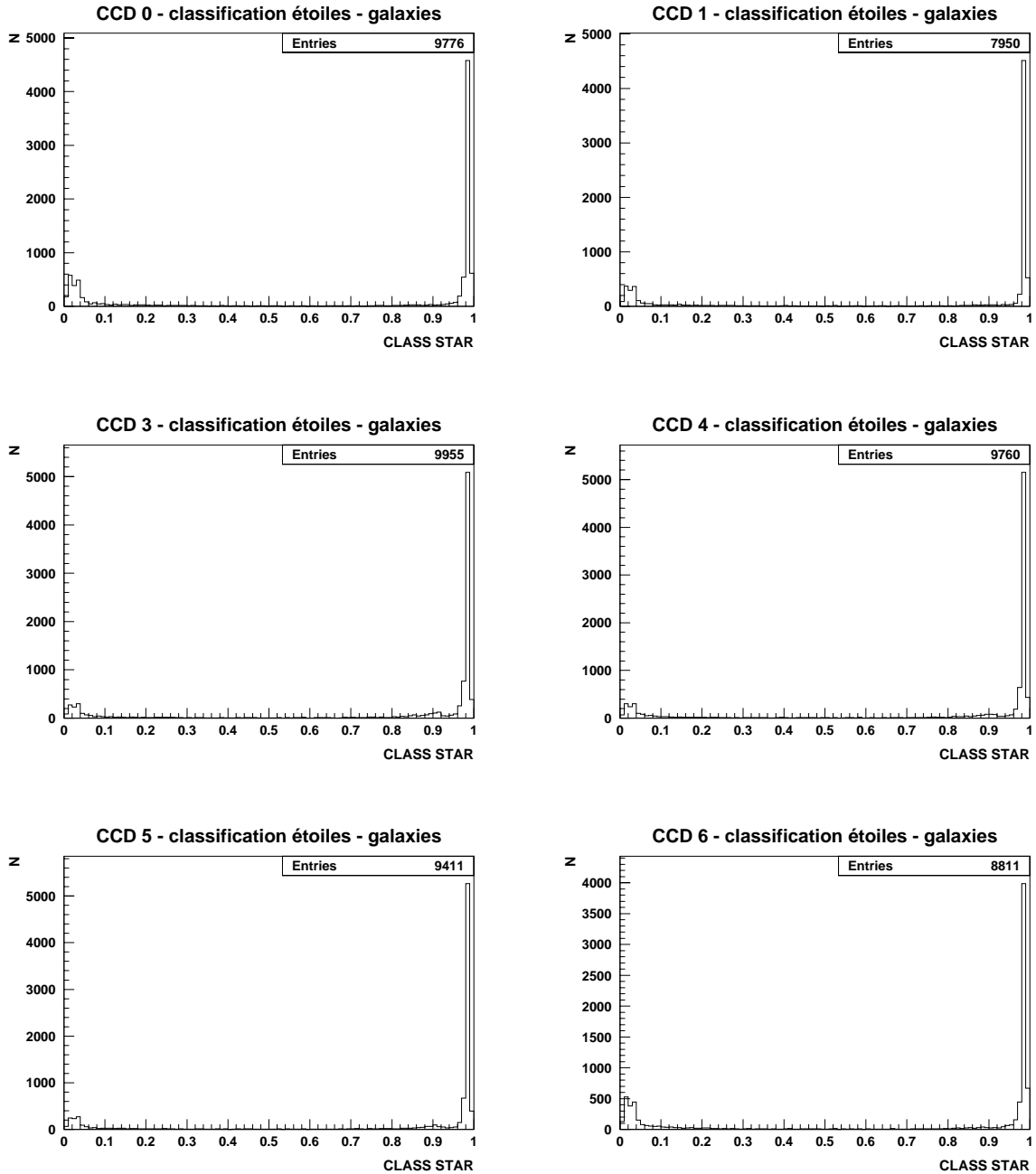


FIG. 6.11 – Distribution du coefficient CLASS STAR sur tous les CCD des champs de recherche d'octobre 1997 pour les objets de magnitude $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$.

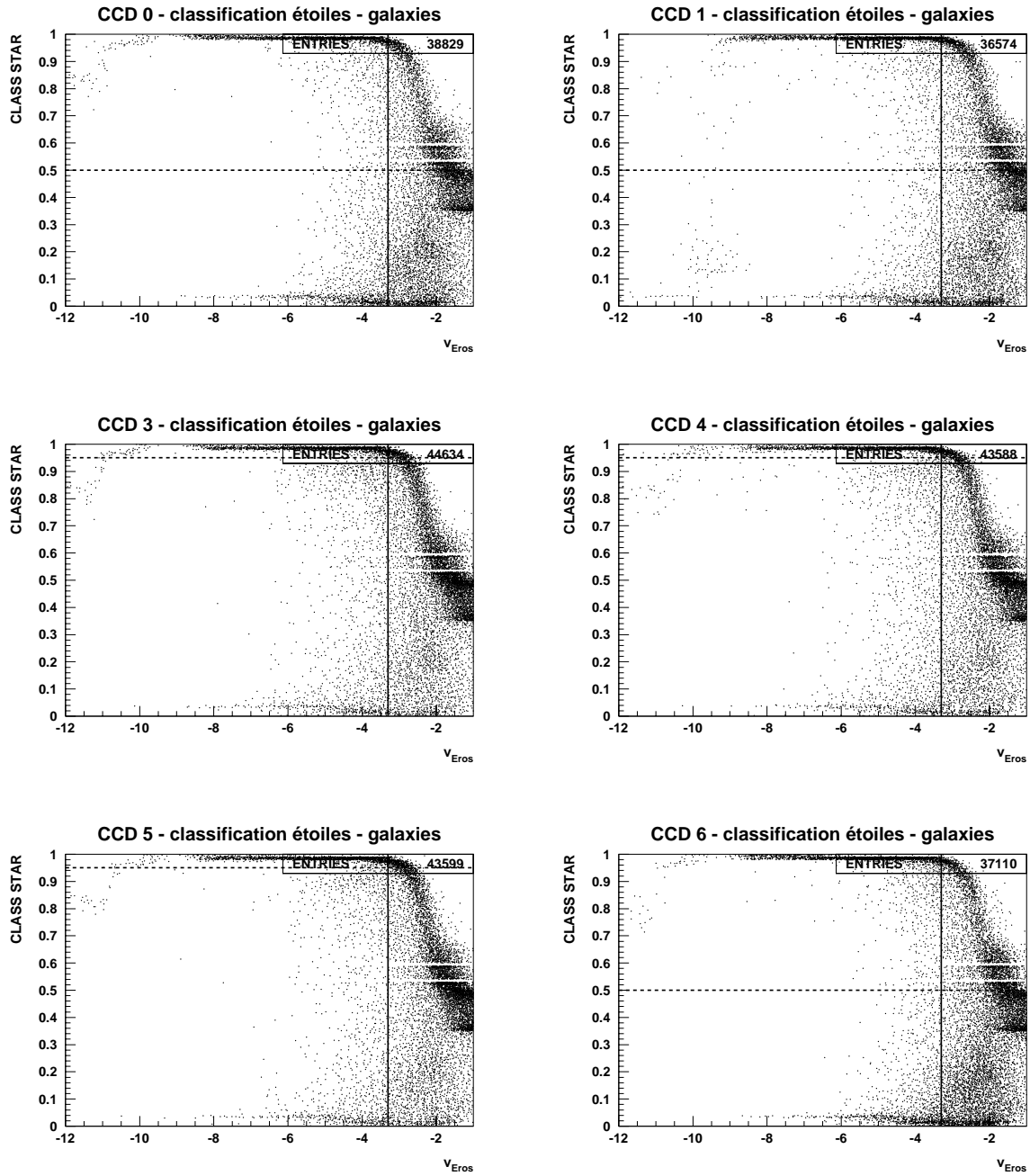


FIG. 6.12 – Distribution du coefficient CLASS STAR en fonction de la magnitude v_{Eros} pour tous les CCD. La limite $v_{\text{Eros,lim}} \sim -3.3$ au-delà de laquelle la classification étoile-galaxie n'est plus fiable est indiquée en trait plein. En pointillé, on a tracé la valeur maximale du coefficient CLASS STAR en deçà de laquelle on identifie les objets aux galaxies: $\text{CLASS STAR}_{\text{lim}} = 0.95$ pour les CCD centraux (CCD 3, 4, 5) de la caméra, et $\text{CLASS STAR}_{\text{lim}} = 0.5$ pour les CCD de bord (CCD 0, 1, 6). Les objets sélectionnés comme galaxie par le critère S1 vérifient $v_{\text{Eros}} \leq v_{\text{Eros,lim}}$ et $\text{CLASS STAR} \leq \text{CLASS STAR}_{\text{lim}}$.

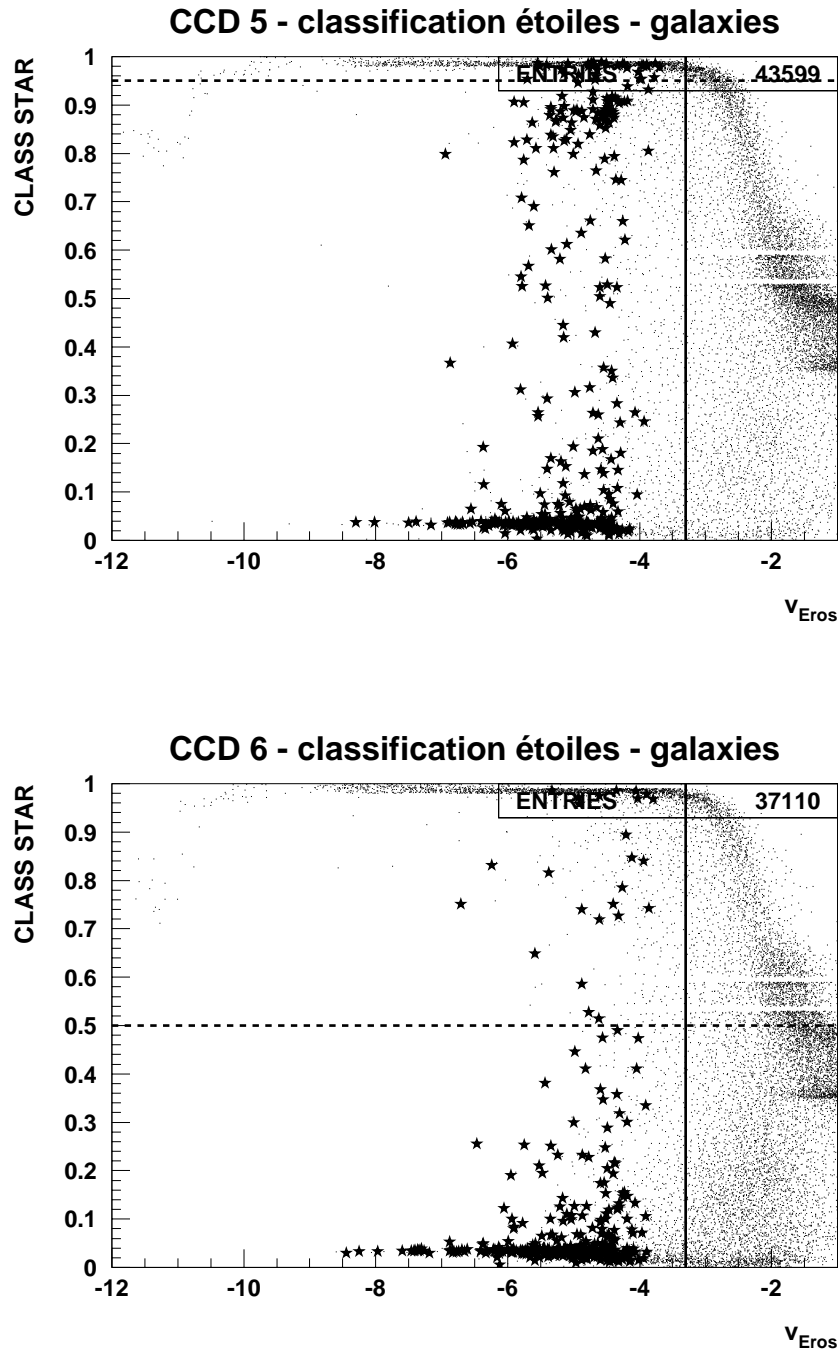


FIG. 6.13 – Distribution du coefficient CLASS STAR en fonction de la magnitude v_{Eros} : les galaxies LCRS sont indiquées par des étoiles. Sur le CCD 5, la distribution de CLASS STAR s'étend jusqu'à 0.95, les objets LCRS situés au-delà pourraient être des étoiles. Sur le CCD 6, la distribution est concentrée dans le domaine $[0.; 0.5]$. Les limites définissant la population de galaxies sélectionnées par le critère S1 sont indiquées en trait plein ($v_{\text{Eros}} \leq -3.3$) et en pointillés ($\text{CLASS STAR} \leq 0.95$ sur le CCD 5, $\text{CLASS STAR} \leq 0.5$ sur le CCD 6).

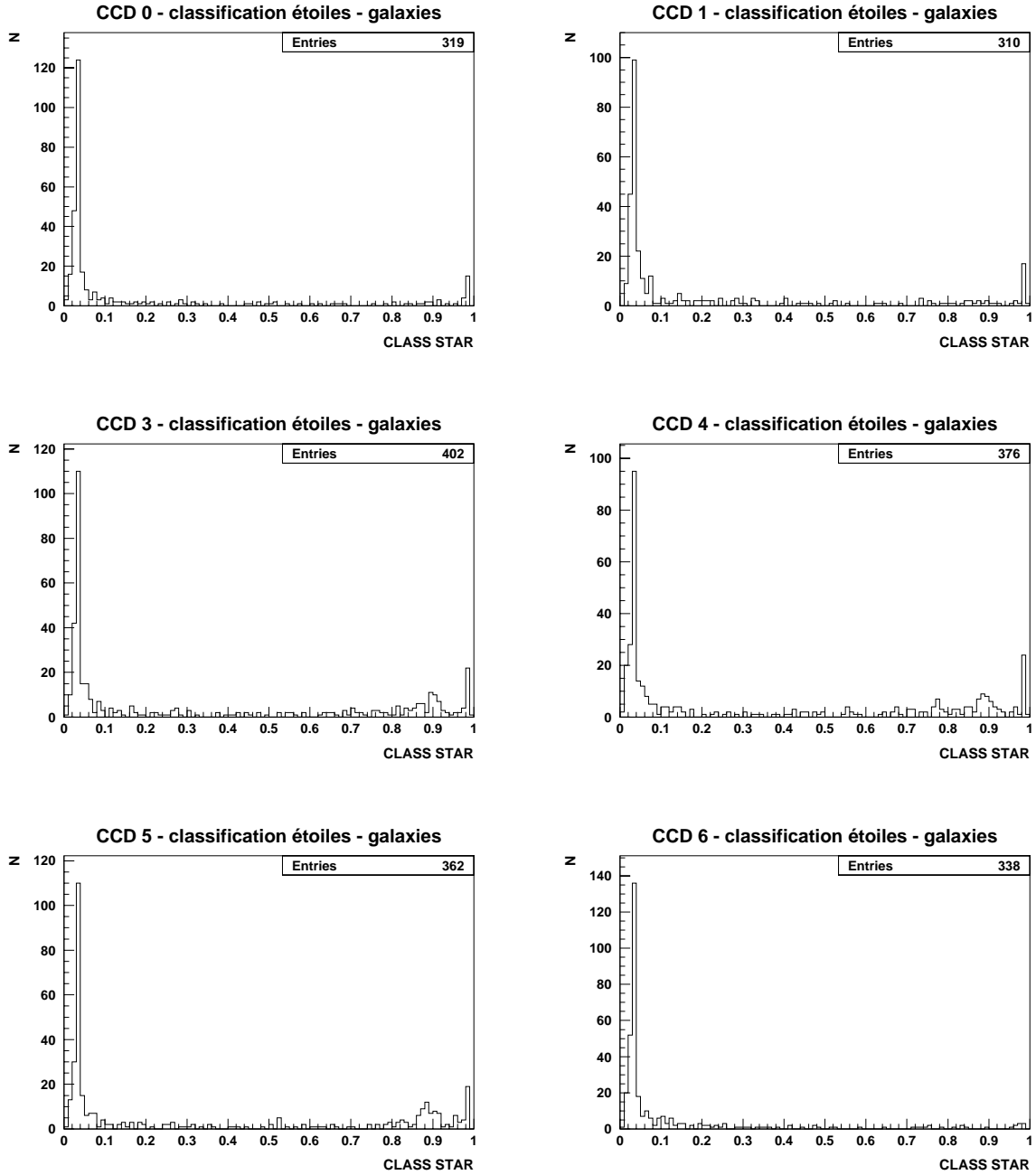


FIG. 6.14 – *Distribution du coefficient CLASS STAR sur tous les CCD pour les galaxies identifiées par le LCRS . Sur les trois CCD centraux, une partie des galaxies LCRS ont un coefficient CLASS STAR élevé. Ce phénomène n'est pas observé sur les CCD de bord. Quelques galaxies LCRS ont un coefficient égal à 1: au vu de leur examen visuel sur les images, ce pourrait être des étoiles.*

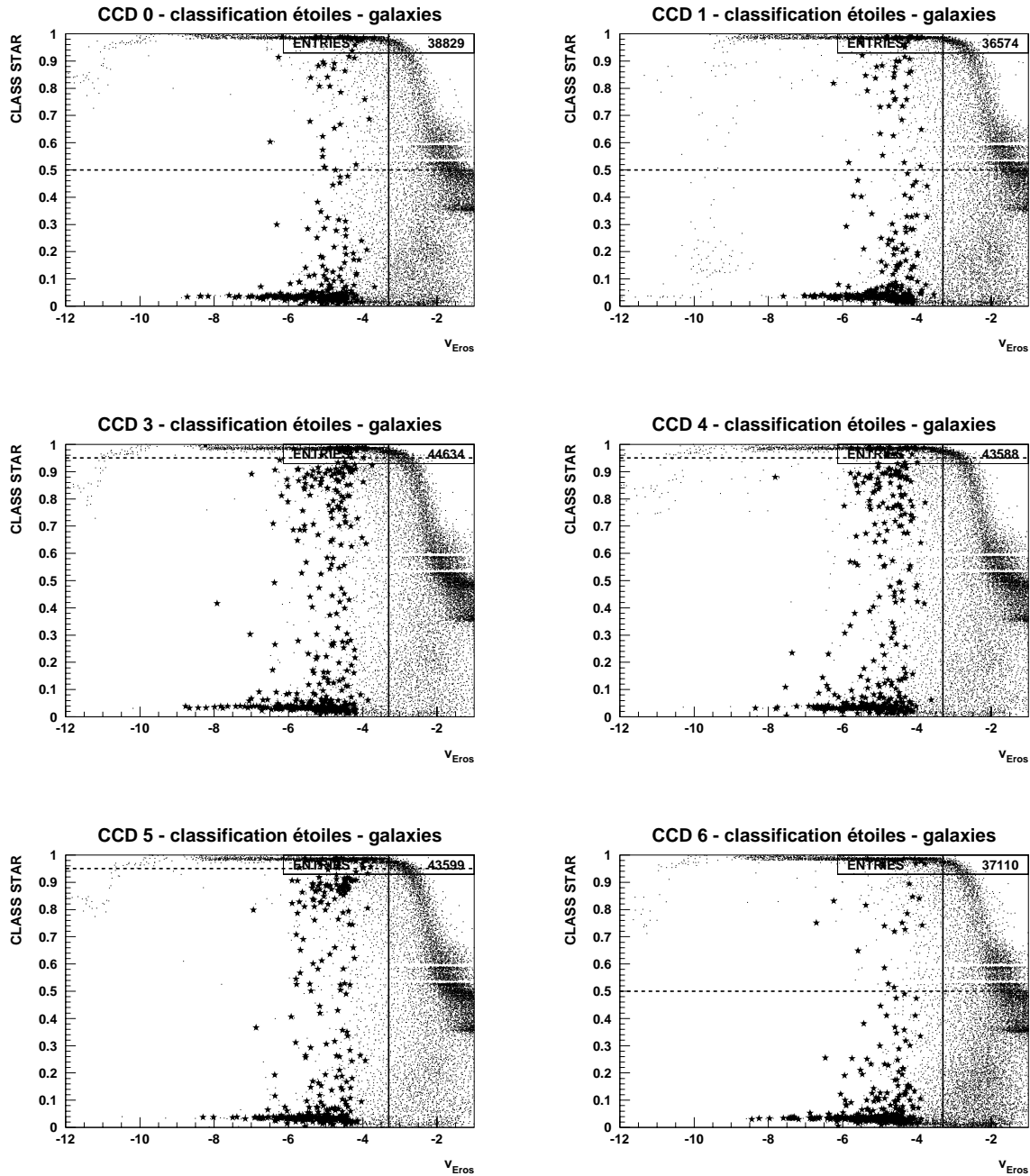


FIG. 6.15 – *Distribution du coefficient CLASS STAR en fonction de la magnitude v_{Eros} pour les galaxies LCRS pour tous les CCD. Il est frappant de constater que cette distribution est identique sur les CCD centraux (3, 4 et 5): le domaine de valeur du coefficient CLASS STAR s'étend jusqu'à 0.95. De même, pour tous les CCD de bord, le domaine de valeur du coefficient est limité à CLASS STAR = 0.5. Cette homogénéité permet d'imposer les critères de sélection des galaxies du CCD 5 aux CCD du centre, et ceux du CCD 6 aux CCD du bord. Les limites correspondant au critère de sélection S1 sont indiquées en trait plein ($v_{\text{Eros}} \leq -3.3$) et en pointillés (CLASS STAR ≤ 0.95 sur le CCD 5, CLASS STAR ≤ 0.5 sur le CCD 6).*

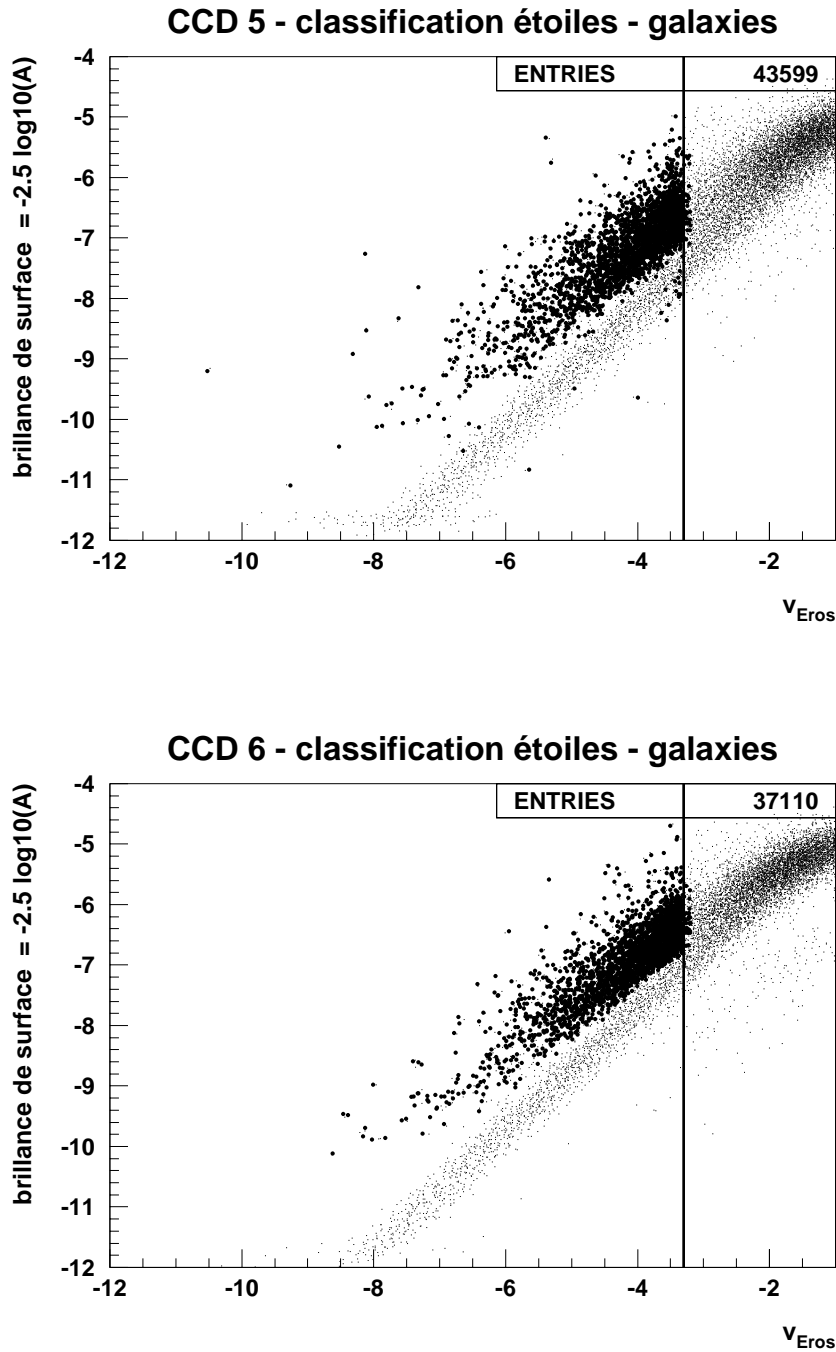


FIG. 6.16 – Distribution pour les CCD 5 et 6 de la brillance de surface centrale en fonction de la magnitude v_{Eros} mesurant le nombre d'ADU de l'objet sur l'image. Pour les étoiles, cette relation est linéaire. Par rapport aux étoiles, les galaxies ont proportionnellement une brillance de surface plus faible pour un même flux F : elles sont distribuées au dessus de la droite. Les objets sélectionnés comme galaxies par la condition $S1$ sont tracés avec un marqueur plus épais. La magnitude seuil du critère de sélection $S1$, $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$, est indiquée en trait plein. Les étoiles saturées sont situées en bas à gauche du diagramme.

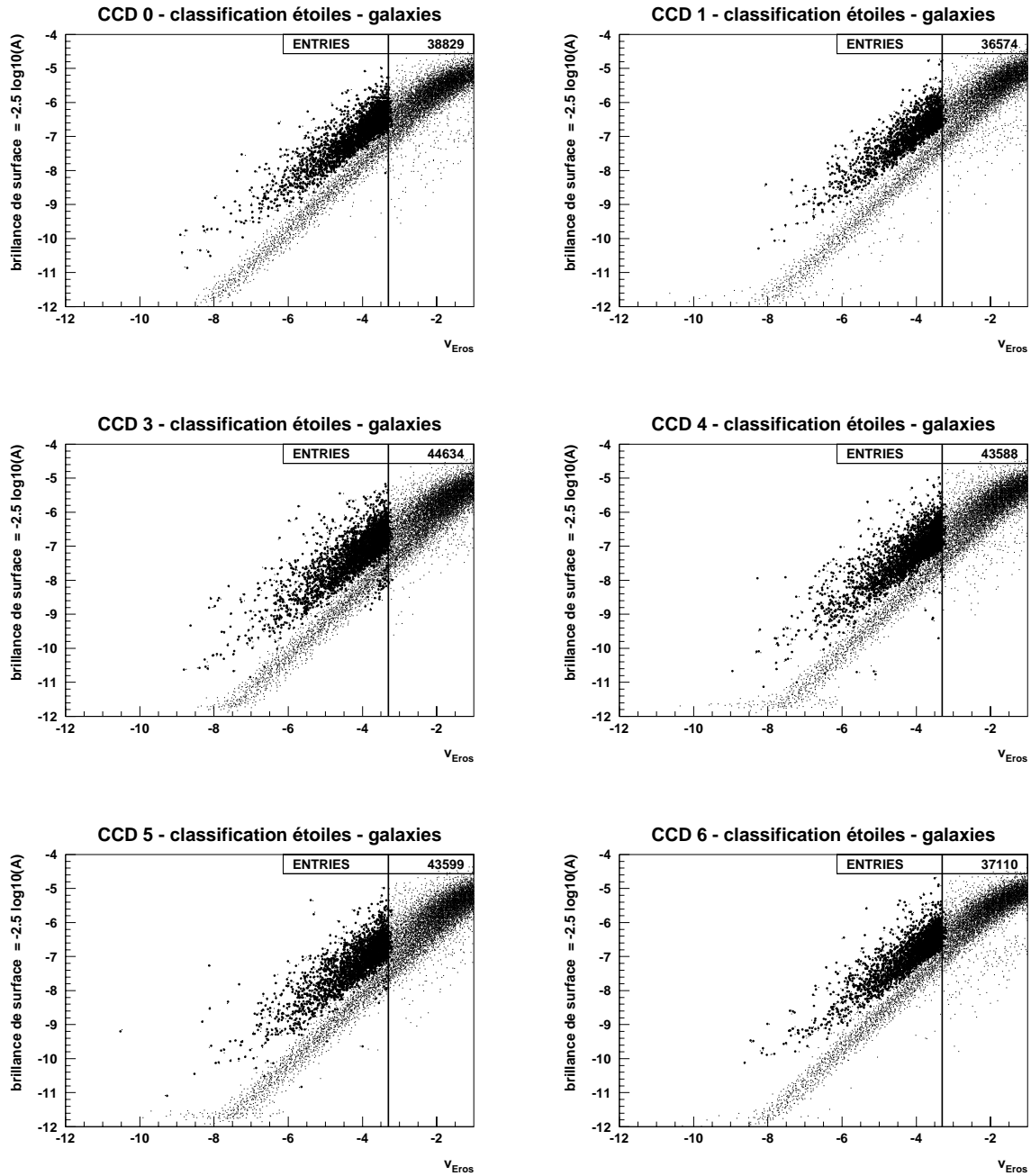


FIG. 6.17 – *Distribution de la brillance de surface centrale en fonction de la magnitude v_{EROS} pour tous les CCD. Les objets sélectionnés comme galaxie par le critère S1 sont effectivement situés dans le domaine des galaxies, au dessus de la droite de pente 1 correspondant aux étoiles.*

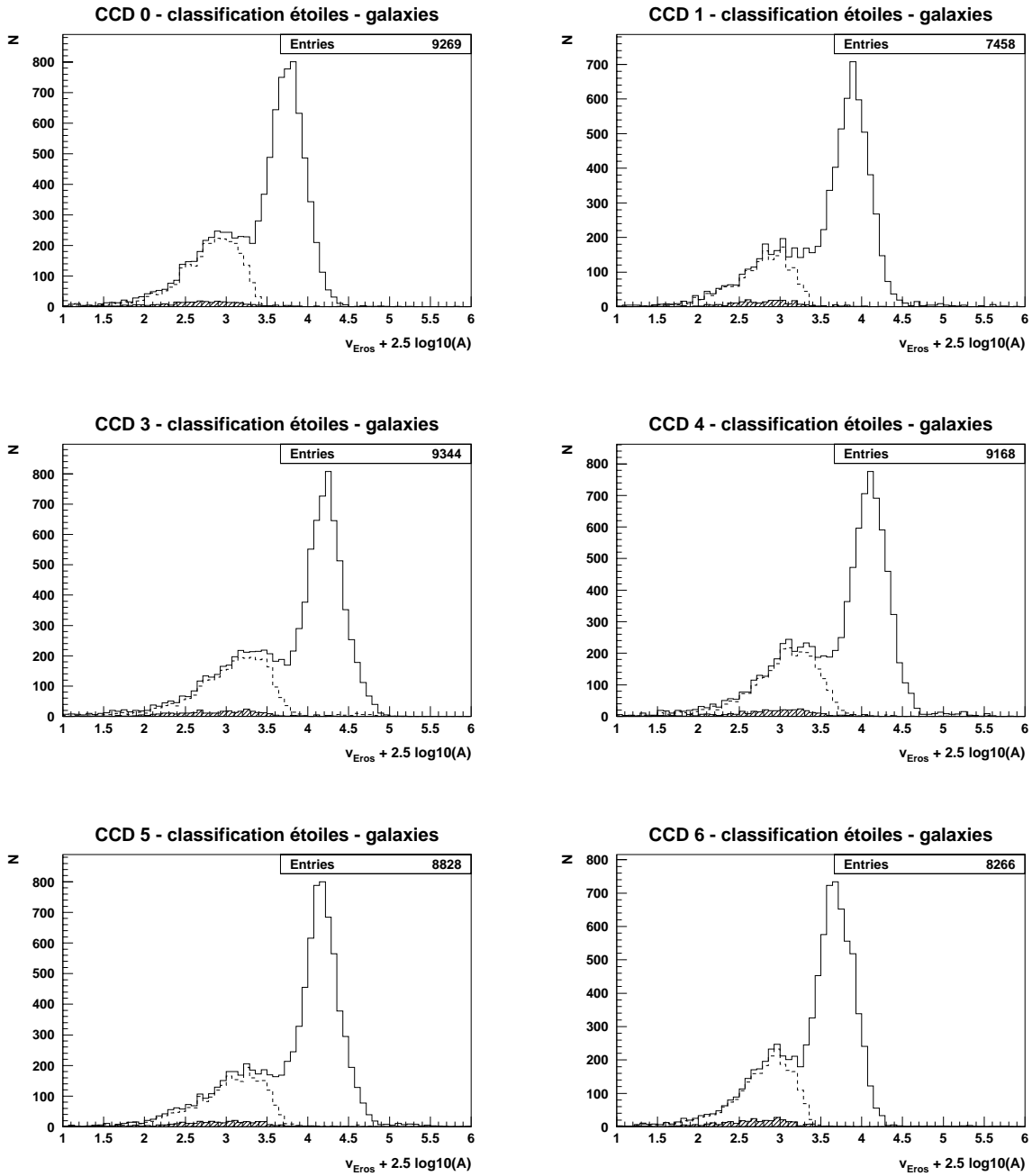


FIG. 6.18 – Pour tous les CCD, distribution de la différence entre v_{Eros} et la brillance de surface centrale — $v_{\text{Eros}} + 2.5 \log(A)$ — pour tous les objets (trait plein), les objets sélectionnés comme galaxies par S1 (tirets) et les galaxies LCRS (en hachures). La coupure S1 sélectionne donc bien le pic des galaxies.

figure 6.10 sont présentées la distribution du coefficient CLASS STAR en fonction de la magnitude v_{EROS} de l'objet pour un CCD central (le CCD 5) et un CCD de bord, le CCD 6. On y constate que les objets dont le flux en nombre d'ADU est tel que $v_{EROS} > -3.3$ ne sont plus classifiés par CLASS STAR. La distribution de CLASS STAR sur tous les CCD pour les objets de magnitude $v_{EROS} \leq -3.3$ est présentée en figure 6.11.

A une magnitude $v_{EROS} \leq -3.3$, les objets sont classifiés vers 0 ou 1. Cette magnitude correspond à une magnitude R-Cousins EROS $R_{cEROS} \lesssim 19.15$. Les objets pour lesquels $v_{EROS} \leq -3.3$ et $CLASS\ STAR \in [0.;0.5]$ peuvent donc être identifiés comme galaxies. Cependant, sur les CCD centraux (CCD 3, 4 et 5), la vérification visuelle sur les images des objets pour lesquels $CLASS\ STAR \in [0.5;0.95]$ montre que ce sont aussi des galaxies. Par contre, sur les CCD de bord de caméra (CCD 0, 1 et 6) où les distorsions de PSF sont importantes, les objets de $CLASS\ STAR \in [0.5;0.95]$ ne semblent pas (après inspection des objets sur les images) êtres des galaxies. Ceci conduit à adopter la limite conservatrice à 0.5.

Les galaxies LCRS présentes sur les champs EROS sont portées dans le diagramme $v_{EROS} - CLASS\ STAR$ en figure 6.13. On constate que sur le CCD 5, les galaxies LCRS ont un coefficient CLASS STAR qui atteint 0.95. Les "galaxies" LCRS pour lesquelles $CLASS\ STAR > 0.95$, pourraient, au vu de leur examen visuel, être des étoiles. Par contre, sur les CCD 6, la distribution du coefficient CLASS STAR pour les galaxies du LCRS est concentrée avant $CLASS\ STAR < 0.5$. La distribution de CLASS STAR pour les galaxies LCRS est présentée pour tous les CCD en figure 6.14.

Les diagrammes magnitude-CLASS STAR de tous les CCD sont regroupés en figure 6.12 pour les objets EROS et en figure 6.15 pour les galaxies LCRS. Remarquons que sur les 3 CCD centraux, la distribution du coefficient CLASS STAR pour les galaxies LCRS est identique: elle s'étend jusqu'à $CLASS\ STAR = 0.95$. Cette distribution a aussi un comportement homogène sur les CCD de bord.

Nous adoptons en conséquence la classification suivante pour tous les CCD:

$$\begin{aligned}
 & \textbf{Critère de sélection des galaxies S1:} & (6.36) \\
 \text{CCD 3, 4, 5: } & v_{EROS} \leq -3.3 \text{ et } CLASS\ STAR \leq 0.95 \\
 \text{CCD 0, 1, 6: } & v_{EROS} \leq -3.3 \text{ et } CLASS\ STAR \leq 0.5
 \end{aligned}$$

Ce critère sélectionne comme galaxie environ ~ 500 objets par degré carré. Les objets pour lesquels $v_{EROS} > -3.3$ sont cependant conservés pour la simulation, afin de pouvoir réévaluer le critère de sélection si besoin. Ainsi, on peut choisir de les éliminer de l'analyse, ou d'en conserver une partie en leur attribuant un poids p fractionnaire. Pour des raisons de temps de calcul, seul un vingtième de ces objets (sélectionnés au hasard) sera utilisé dans la simulation.

$$\text{Galaxies?? } v_{EROS} > -3.3 \quad CLASS\ STAR \leq 1. \quad (6.37)$$

Un autre critère permet de s'assurer que la population sélectionnée est identique à celle des galaxies: l'étude de la distribution de la brillance de surface par rapport au flux de l'objet. Nous adopterons ici la définition suivante de la brillance de surface:

$$\text{brillance de surface} = -2.5 \log(A_{ADU}),$$

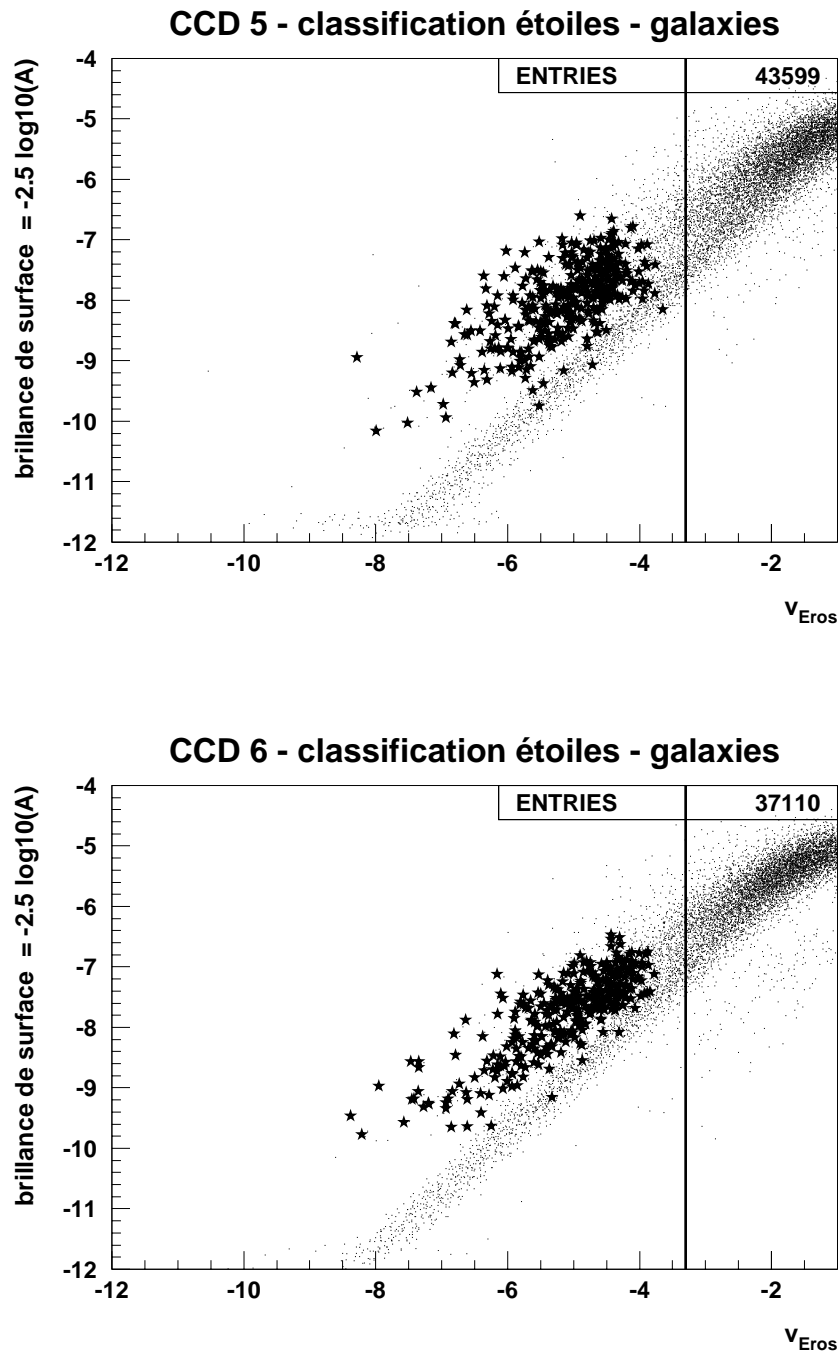


FIG. 6.19 – *Distribution de la brillance de surface centrale en fonction de la magnitude v_{Eros} pour les CCD 5 et 6: les galaxies LCRS sont indiquées par des étoiles. Elles sont effectivement situées dans le domaine attribué aux galaxies, au dessus de la droite correspondant aux étoiles.*

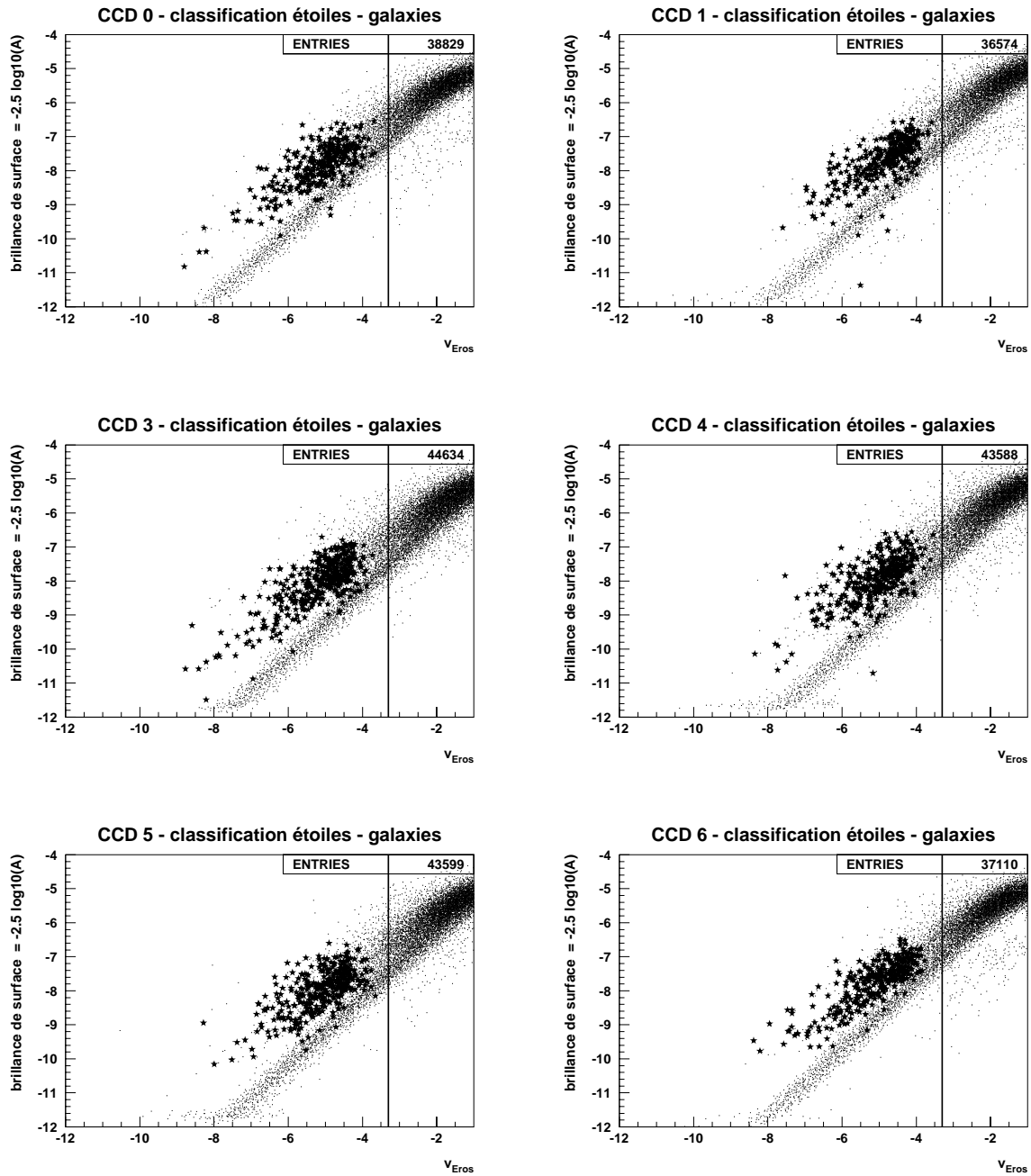


FIG. 6.20 – Pour tous les CCD, distribution de la brillance de surface centrale en fonction de la magnitude v_{Eros} : les galaxies LCRS sont indiquées par des étoiles. Sur tous les CCD les galaxies LCRS sont situées au dessus de la droite correspondant aux étoiles.

où A est l'amplitude de l'objet définie au chapitre 4 en figure 4.37. Pour les étoiles (voir chapitre 4), le flux F et l'amplitude A sont reliés par $F \sim A \times 2\pi \sigma_{\text{seeing}}^2$. Dans un diagramme brillance de surface – v_{Eros} , les étoiles se répartissent donc selon une droite de pente égale à 1 si le seeing est relativement constant. Par contre, pour les galaxies, la brillance de surface est proportionnellement plus faible pour un flux plus grand. Dans le diagramme brillance de surface – v_{Eros} , les galaxies se situent donc au dessus de cette droite. Notons toutefois que les variations de seeing à travers la caméra et parmi les champs considérés ont pour effet d'“épaissir” cette droite, en en faisant varier le pied. De plus, cette technique de distinction est moins performante quand l'objet est faible, i.e. de magnitude élevée.

Ce diagramme est présenté en figure 6.16 pour les objets EROS du CCD 5 et CCD 6. On constate que la population sélectionnée par le critères S1 se situe au dessus de la droite des étoiles. Il en est de même pour les galaxies LCRS (figure 6.19). Les diagrammes magnitude-brillance de surface de tous les CCD sont indiqués en figure 6.17 pour les objets EROS et en figure 6.20 pour les galaxies LCRS.

On a tracé de plus sur la figure 6.18 la distribution des différences entre magnitudes EROS et brillance de surface pour tous les objets EROS, pour les objets identifiés comme galaxies par le critère S1 et pour les galaxies LCRS. La distribution obtenue pour tous les objets présente deux pics, l'un correspondant aux étoiles, l'autre aux galaxies. Bien que les deux pics ne soient pas complètement séparés, il est clair, par comparaison avec les galaxies LCRS que les objets sélectionnés par S1 correspondent effectivement au pic des galaxies.

Enfin, mentionnons que 90% des galaxies LCRS dont le décalage vers le rouge a été mesuré (ce qui en garantit l'authenticité) sont sélectionnées par S1. Réciproquement, 95% des objets classés par S1 de magnitude inférieure à $v_{\text{Eros}} = -4.5$ sont des galaxies LCRS.

Les galaxies étant identifiées par le critère S1 et leur magnitude mesurée, nous obtenons par conséquent un comptage de galaxies en magnitude que nous allons soumettre à divers tests afin de vérifier notre classification.

6.3.2 Comparaison aux comptages de galaxies

Les comptages en magnitude d'EROS sont effectués pour chaque CCD: ils sont moyennés sur les 52 champs (différents) observés en octobre 1997. Les objets situés sur les zones inutilisables du CCD sont éliminés des catalogues. Le comptage est ensuite renormalisé à 1 degré carré. Ainsi, pour chaque CCD, la surface effective utilisée pour réaliser le comptage est de $\sim (52/8) \sim 6.5$ degrés carrés.

Nos comptages sont réalisés en magnitude totale. Les magnitudes v_{Eros} et r_{Eros} sont converties en magnitude R-Cousins au moyen des relations de calibration présentées dans le tableau 6.2. Nous ne corrigeons pas la magnitude EROS de l'absorption, car nous présentons sur un même diagramme tous les objets identifiés sur les champs (étoiles, qu'on ne corrige pas de l'absorption galactique, et galaxies) et les objets classés comme galaxies.

Pour vérifier la classification des galaxies, on compare les comptages en magnitude d'EROS aux comptages publiés ainsi qu'à une modélisation de comptage théorique. On applique aux comptages de galaxies théoriques et expérimentaux (corrigés par les auteurs des effets de l'absorption galactique) une absorption moyenne $A(R_c) = 0.05$ mag.

Nous utilisons les comptages de galaxies brillantes de [Bertin et al., 1997], [Picard, 1991] et [Weir et al., 1995]. Le comptage de [Bertin et al., 1997] est effectué en magnitude to-

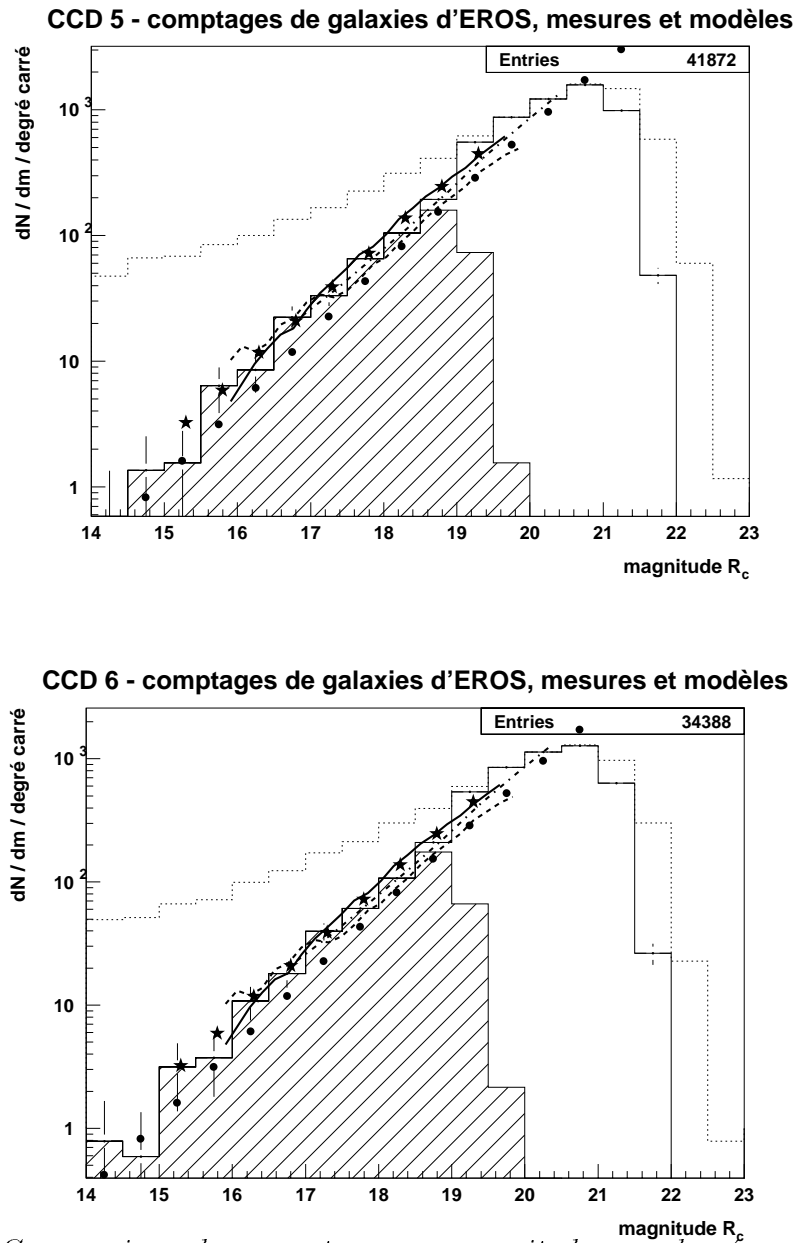


FIG. 6.21 – Comparaison des comptages en magnitude par degré carré pour: 1) tous les objets détectés sur les images EROS (histogramme en trait pointillé); 2) les objets détectés sur les images EROS classés comme galaxies par les coupures S1 et 6.37 (histogramme en trait plein); 3) les objets détectés sur les images EROS classés comme galaxies par le critère S1 (histogramme hachuré); 4) les comptages en magnitude R -Cousins de [Bertin et al., 1997] (étoiles); 5) les comptages en magnitude (convertie en R -Cousins) de [Picard, 1991] dans l'hémisphère Nord (trait plein) et l'hémisphère Sud (trait tireté); 6) les comptages en magnitude (convertie en R -Cousins) de [Weir et al., 1995] (pointillés); 7) une modélisation de comptage théorique utilisant la fonction de Schechter du LCRS ([Lin et al., 1996]) et un modèle cosmologique où $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}) = (0.3; 0.)$ (points). On constate un bon accord général dans le domaine $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$ ($R_c \sim 19.5$). La normalisation de fonction de Schechter du LCRS est par contre inférieure à celle des comptages présentés. Les comptages 4, 5 et 6 proviennent de [Fioc (communication privée), 1997].

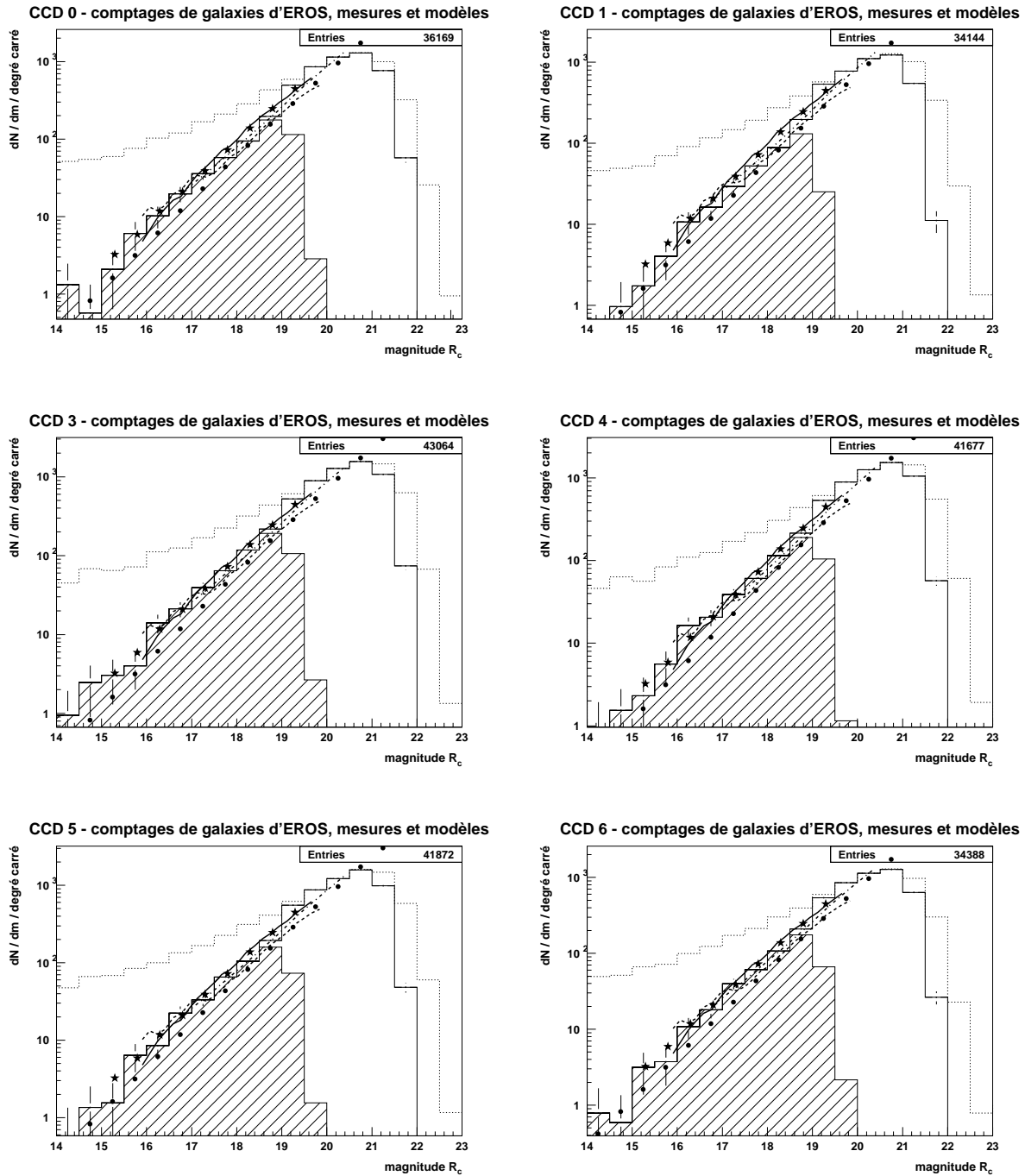


FIG. 6.22 – Comparaison des comptages d'objets en magnitude EROS par degré carré avec les comptages de galaxies de [Bertin et al., 1997], [Picard, 1991] et [Weir et al., 1995] et une modélisation théorique de comptage utilisant la fonction de luminosité mesurée par le LCRS ([Lin et al., 1996]). La légende est semblable à celle de la figure 6.21.

tale R-Cousins dans le domaine $15 < R_c < 19.5$ sur des plaques photographiques numérisées prises au télescope de 1 m du CERGA³, et des copies de plaques photographiques des relevés ESO et SERC⁴. Les comptages de [Picard, 1991] et [Weir et al., 1995] sont réalisés en r-Gunn. Ils utilisent respectivement 16 et 4 plaques photographiques (différentes) numérisées du relevé à grand champ POSS-II⁵. Le relevé de [Picard, 1991] est complet à $r = 19$. [Picard, 1991] observe une différence de 30 % entre les comptages qu'il a effectué dans les hémisphères Nord et Sud Galactiques. [Weir et al., 1995] n'observent pas de phénomène similaire. Le domaine en magnitude de leur relevé est compris entre $r = 16.5$ et $r = 19.5$. Il est nécessaire de convertir les magnitudes des comptages [Picard, 1991] et [Weir et al., 1995] en magnitude totale R_c . Ce travail a été réalisé par [Fioc (communication privée), 1997].

Nous pouvons aussi modéliser les comptages en magnitude apparente en combinant $dV_c/dz d\omega$, la densité de galaxie par unité de décalage vers le rouge et par degré carré prédite par un modèle cosmologique $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0})$, à la fonction de luminosité dN_{gal}/dL de Schechter décrivant la distribution en magnitude absolue des galaxies. Nous adoptons la loi de Schechter du LCRS (équations 6.6, 6.8, 6.9, 6.9). Dans l'hypothèse d'un nombre de galaxies constant par unité de volume comobile, le modèle théorique de comptage (par degré carré) s'écrit:

$$\frac{dN_{\text{gal}}}{dm} = \int_{z=0}^{\infty} \frac{dV_c}{dz d\omega}(z) \frac{dN_{\text{gal}}}{dM}(m - \mu_L(z) - K_{\text{gal}}(z)) dz \quad (6.38)$$

Nous adoptons ici pour les paramètres cosmologiques les valeurs $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}) = (0.3; 0)$. L'échelle des magnitudes LCRS est recalée sur l'échelle des magnitudes EROS en la translatant d'une correction $\Delta m = 0.25$ mag, à laquelle s'ajoute l'absorption moyenne des champs de recherche utilisés pour cette étude. La correction K est celle utilisée par le LCRS ([Lin et al., 1996]): $K_{\text{gal}}(z) = 2.5 \log(1 + z)$. Nous n'adoptons pas de correction d'évolution puisque la fonction de luminosité du LCRS est mesurée sans en tenir compte.

Sur la figure 6.21 est présentée la comparaison entre les comptages EROS (critère S1), les comptages publiés et le comptage théorique pour les objets des CCD 5 et CCD 6.

Jusqu'à la magnitude limite de sélection des galaxies par le critère S1 ($v_{Eros} \leq -3.3$), nous obtenons (en hachuré) des comptages similaires aux comptages publiés. La pente est similaire à celle du comptage théorique, mais la normalisation différente peut être causée par une différence de calibration ou de ϕ_* .

La comparaison des comptages de galaxies EROS aux comptages de [Bertin et al., 1997], [Picard, 1991] et [Weir et al., 1995] ainsi qu'à la modélisation théorique est présentée en figure 6.22 pour tous les CCD. Ainsi, en adoptant dans le critère S1 une valeur limite différente de CLASS CSTAR pour les CCD du centre (0.95) et du bord de la caméra (0.5), on reproduit bien les comptages de galaxies.

6.3.3 Comparaison aux comptages d'étoiles

Si le critère S1 permet de sélectionner les galaxies, la population complémentaire doit être composée d'étoiles ainsi que d'objets trop faibles pour pouvoir décider de leur nature.

3. Pour Centre d'Etudes et de Recherches en Géodynamique et en Astrométrie.

4. Pour Smithsonian Environmental Research Center.

5. Pour Second Palomar Observatory Sky Survey.

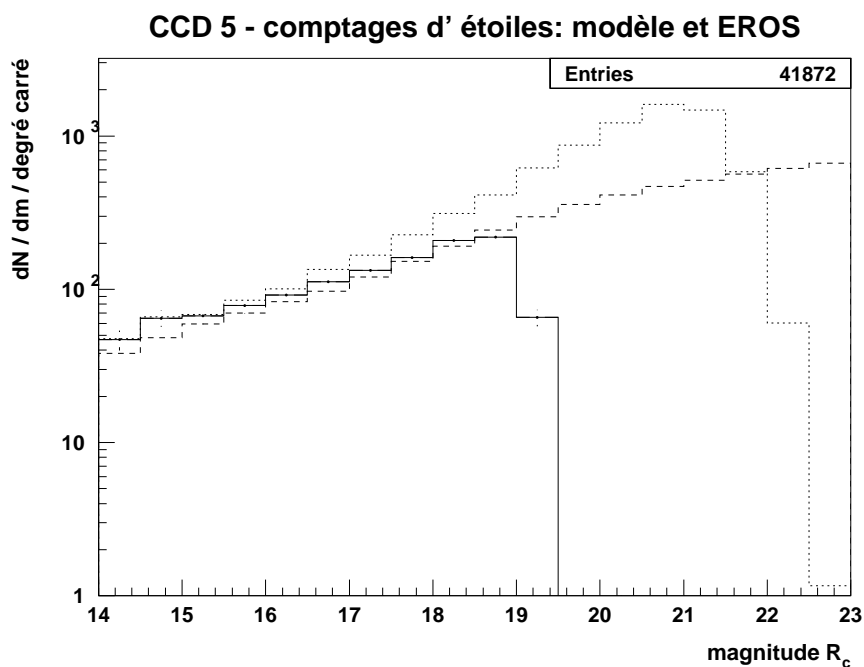


FIG. 6.23 – Comptage théorique d'étoiles en magnitude réalisé en utilisant le modèle de [Bahcall et Soneira, 1984]. L'histogramme obtenu (en tirets) est comparé, pour le CCD 5, à la distribution (en pointillé) en magnitude de tous les objets détectés sur l'image (par degré carré) ainsi qu'à la distribution (en trait plein) des objets vérifiant $v_{\text{EROS}} > -3.3$ ou $\text{CLASS STAR} > 0.95$. Ces objets vérifient le critère complémentaire de $S1$, qui sélectionne les galaxies. Nous pouvons donc les identifier comme étoiles. Le comptage d'étoiles ainsi réalisé à $R_c \lesssim 19$, est en accord avec la prédiction du comptage théorique. Notons cependant qu'à magnitude brillante ($R_c \sim 15$), nous trouvons 30 % d'étoiles de plus que ce qui était prévu par le modèle. Cette différence ne s'explique pas par les erreurs statistiques.

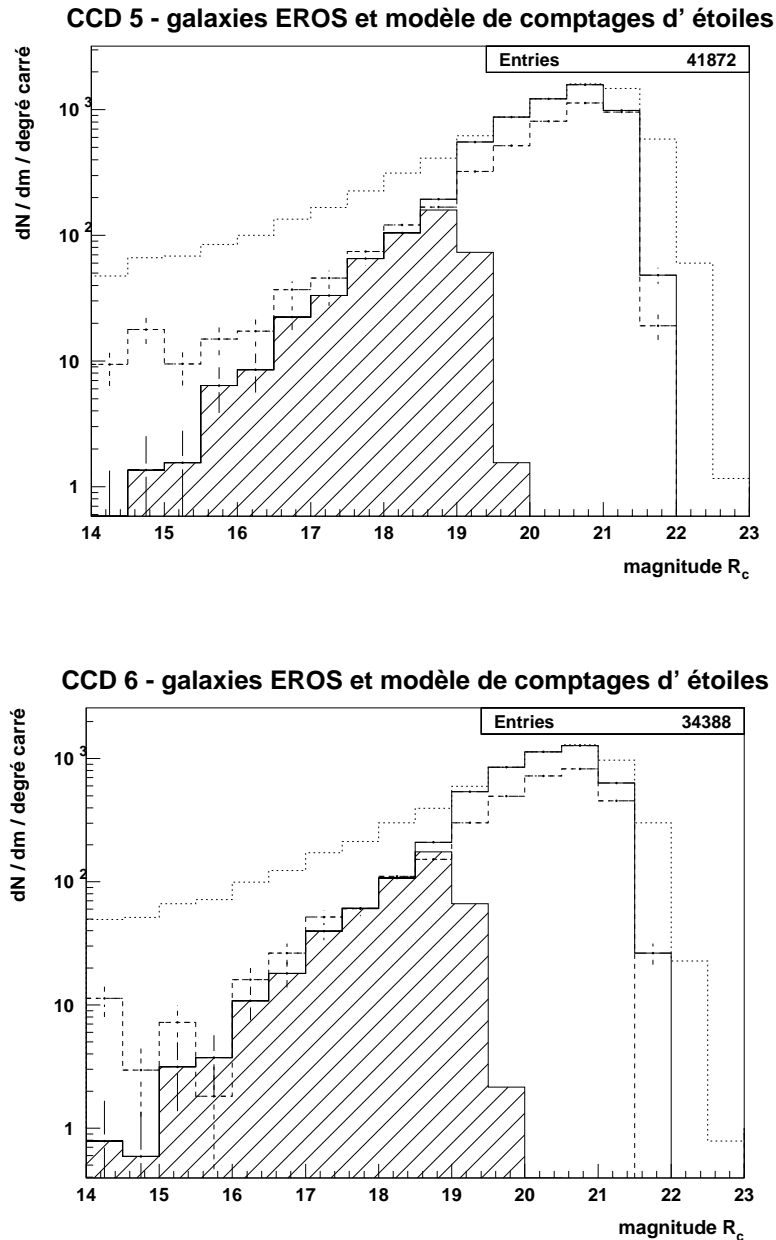


FIG. 6.24 – Comparaison des comptages par degré carré en magnitude des CCD 5 et 6 pour: 1) tous les objets détectés sur les images EROS (histogramme en trait pointillé); 2) les objets détectés sur les images EROS classés comme galaxies par les coupures $S1$ et 6.37. (histogramme en trait plein); 3) les objets détectés sur les images EROS classés comme galaxies par le critère $S1$ (histogramme hachuré). L'histogramme en trait tireté est obtenu en soustrayant de l'histogramme 1) les comptages d'étoiles obtenus à partir du modèle théorique de [Bahcall et Soneira, 1984]. Il doit être en conséquence (relation 6.39) similaire à celui des galaxies sélectionnées par $S1$. L'accord obtenu est correct à moins de 20 % pour le domaine de magnitude $16 \lesssim R_c \lesssim 19$. Pour une magnitude plus brillante que $R_c = 15$, le modèle théorique de comptage d'étoiles prédit moins d'étoiles qu'on n'en voit, ce qui conduit à prédire plus de galaxies que les comptages d'EROS.

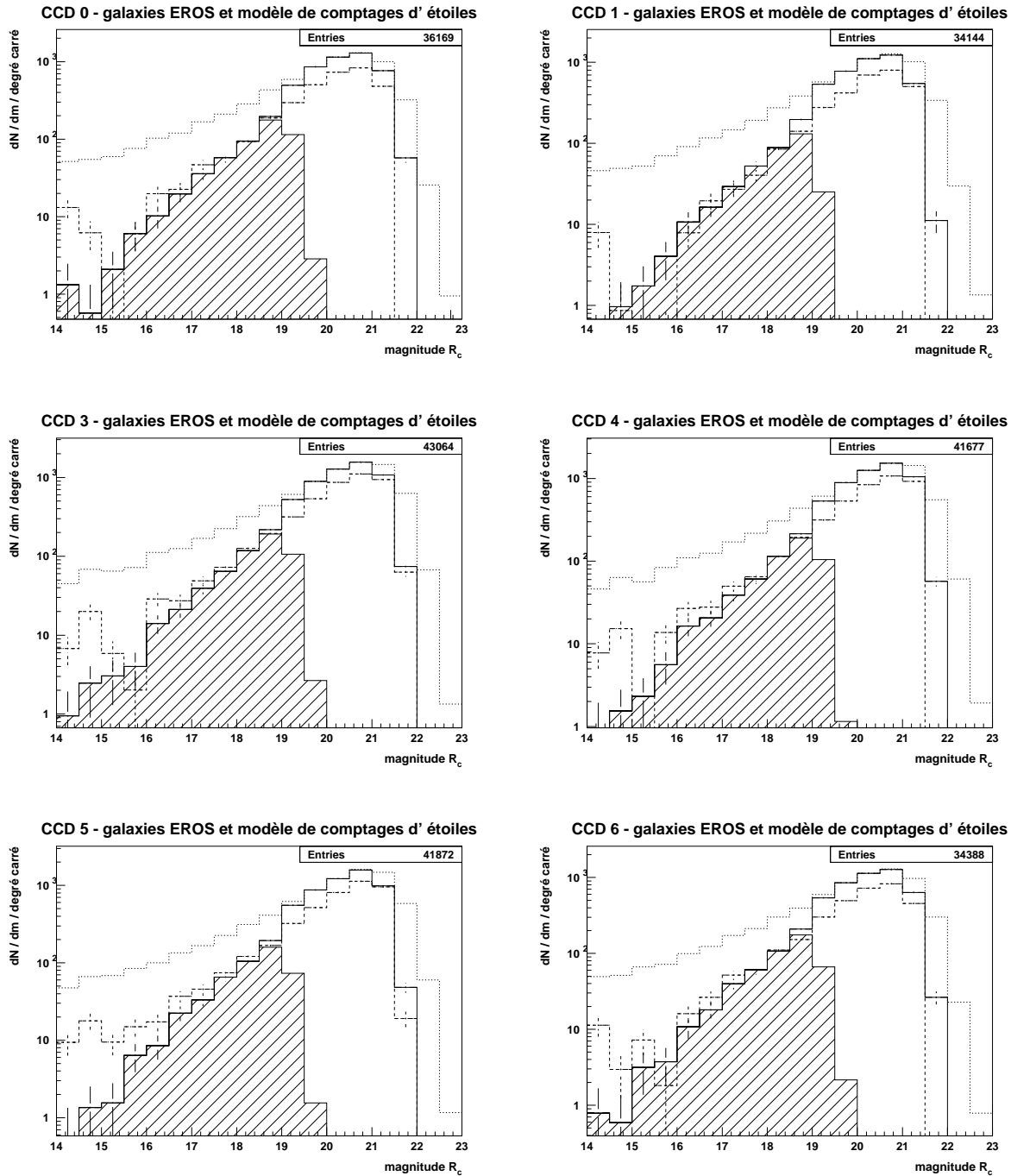


FIG. 6.25 – Comparaison des comptages par degré carré en magnitude de tous les CCD avec le modèle de comptage d'étoiles de [Bahcall et Soneira, 1984]. L'histogramme en trait tireté est obtenu en soustrayant du comptage de tous les objets (en pointillés) la prédiction de comptage d'étoiles du modèle de [Bahcall et Soneira, 1984]. Il est en accord avec la distribution en magnitude des objets sélectionnés comme galaxies à par S1 (en traits plein hachurés), sauf à magnitude brillante: nous trouvons plus d'étoiles que le modèle n'en prédit.

Nous pouvons donc réaliser un comptage d'étoiles en magnitude. Ce comptage d'étoiles est comparé au modèle de comptage théorique de [Bahcall et Soneira, 1984], qui fournit la densité d'étoiles par degré carré et par magnitude en fonction des coordonnées galactiques du champ. Ainsi, pour chaque champ, la densité $dN_{\star}/dm|_{\text{th}}$ correspondant à ses coordonnées galactiques est calculée, puis on somme sur les champs et le comptage ainsi obtenu est renormalisé à 1 degré carré.

En figure 6.23 est présentée la comparaison du comptage théorique d'étoiles ainsi obtenu avec les comptages d'étoiles d'EROS. Pour une magnitude comprise entre $R_c \sim 16$ et $R_c \sim 19$ (qui correspond à la limite $v_{Eros} \leq -3.3$ imposée par S1), les différences observées sont inférieure à 20 %. Pour les magnitudes $R_c \sim 14-15$, là où les comptages sont dominés par les étoiles, le modèle prédit moins d'étoiles que nous n'en voyons.

Le comptage théorique d'étoiles $dN_{\star}/dm|_{\text{th}}$ permet de prédire quel doit être le comptage de galaxie d'EROS. On doit avoir:

$$\left. \frac{dN_{\text{gal}}}{dm} \right|_{\text{EROS}} = \left. \frac{dN_{\text{obj.}}}{dm} \right|_{\text{EROS}} - \left. \frac{dN_{\star}}{dm} \right|_{\text{th.}} \quad (6.39)$$

L'histogramme en magnitude obtenu en effectuant ce calcul pour les CCD 5 et 6 est présenté en figure 6.24 (en tirets) où il est comparé à l'histogramme de tous les objets (en pointillés) et à celui des objets sélectionnés comme galaxies. L'accord est réalisé à mieux que 20 % dans le domaine de magnitude $16 \lesssim R_c \lesssim 19$. Bien sûr, le désaccord à magnitude brillante persiste.

Ce même diagramme est présenté en figure 6.25 pour tous les CCD. Nous pouvons vérifier que l'accord est général dans le domaine $16 \lesssim R_c \lesssim 19$.

Ces vérifications nous amènent à conclure que le critère S1 permet de sélectionner les galaxies à $v_{Eros} \leq -3.3$ soit $R_c \lesssim 19$. Au delà de cette limite en magnitude, il est vraisemblable que les objets sont au moins pour moitié des galaxies. Cependant, du fait de l'impossibilité de les classifier, ils seront utilisés pour la simulation (par sécurité, pour pouvoir revenir sur la définition de S1 si besoin est) mais seront éliminés lors de l'analyse du résultat de la simulation.

Nous adoptons donc pour la sélection des galaxies hôtes le critère S1: nous effectuons en conséquence une coupure sur la magnitude de la galaxie hôte $v_{Eros} \leq -3.3$ soit $R_c \lesssim 19$.

6.3.4 Loi de tirage du décalage vers le rouge

Nous utilisons pour le tirage du décalage vers le rouge des galaxies la loi définie par l'équation 6.5 de la section 6.1.1, que nous rappelons:

$$p(z|m_{\text{gal}}) \propto \frac{dV_c}{dz}(z) \frac{dN_{\text{gal}}}{dM}(M_{\text{gal}} = m_{\text{gal}} + \mu_L(z) + K_{\text{gal}}(z)) \quad (6.40)$$

Nous ne tenons compte que de la correction K puisque nous utilisons la fonction de luminosité de Schechter dN_{gal}/dM mesurée par le LCRS:

$$\begin{aligned} \phi_{\star} &= 0.019 h^3 \text{ Mpc}^{-3} \\ \alpha &= -0.7 \\ M_{\star} &= -20.29 + 5 \log h \end{aligned} \quad (6.41)$$

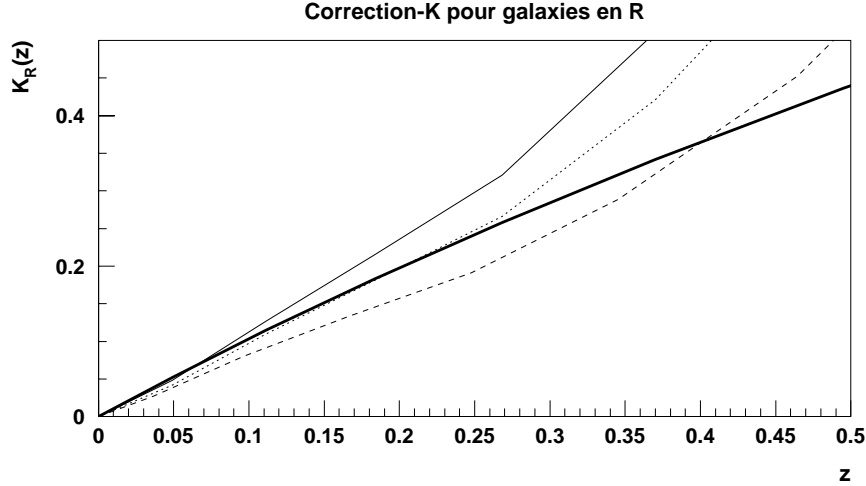


FIG. 6.26 – Comparaison de la correction K utilisée: $K_{\text{gal}}(z) = 2.5 \log(1+z)$ (trait plein épais) et des corrections K calculées pour différents types de galaxies au moyen du modèle d'évolution spectrale PEGASE (Fioc et Rocca-Volmerange, in [Leitherer et al., 1996]): en trait plein fin, pour une galaxie elliptique, en trait tireté pour un galaxie Sbc, et en trait pointillé pour un galaxie Sa. L'accord est réalisé à $\sim 20\%$ jusqu'à $z \sim 0.3$.

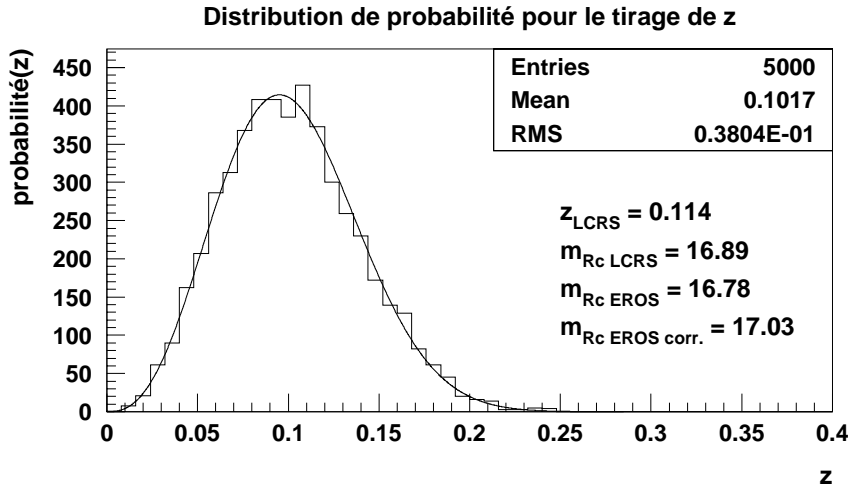


FIG. 6.27 – Loi de probabilité (courbe en trait plein) selon laquelle le tirage est effectué (histogramme en trait plein) pour une galaxie de magnitude R -Cousins EROS $R_{\text{cEROS}} = 16.78$, corrigée en $R_{\text{cEROS-LCRS}} = 17.03$. La magnitude et le décalage vers le rouge donnés par le LCRS sont de $R_{\text{cLCRS}} = 16.89$ et $z_{\text{LCRS}} = 0.114$.

La distribution dV_c/dz est celle d'une population de galaxies de densité constante par unité de volume comobile; elle ne dépend donc que du choix des paramètres $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}) = (0.3; 0)$. Elle est donnée par l'équation 2.21 du chapitre 2. Ainsi, p s'écrit:

$$p(z|m_{\text{gal}}) \propto \frac{dV}{dz}(z) \times 10^{-0.4 \times (\alpha+1) \times (m_{\text{gal}} + \mu_L(z) + K_{\text{gal}}(z) - M_*)} \quad (6.42)$$

$$\times \exp(-10^{-0.4 \times (m_{\text{gal}} + \mu_L(z) + K_{\text{gal}}(z) - M_*)})$$

La correction K_{gal} adoptée ici est celle proposée par [Lin et al., 1996]:

$$K_{\text{gal}} = 2.5 \log(1 + z) \quad (6.43)$$

Elle est comparée aux corrections calculées au moyen du modèle d'évolution spectral PEGASE pour différents types de galaxies en figure 6.26.

Nous avons constaté en section 6.2.5 qu'il existe un décalage systématique entre les magnitudes R-Cousins EROS et LCRS (figure 6.8). Pour utiliser la fonction de Schechter du LCRS, nous alignons en conséquence l'échelle de magnitude R Cousins EROS sur celle du LCRS, et nous utilisons la magnitude $R_{c\text{EROS-LCRS}}$ ainsi obtenue pour tirer le décalage vers le rouge :

$$R_{c\text{EROS-LCRS}} = R_{c\text{EROS}} - A(R_c) + C \quad (6.44)$$

Les constantes sont établies pour chaque CCD sur les champs de recherche d'octobre 1997 à partir des moyennes nettoyées des queues de distribution non gaussiennes des distributions $R_{c\text{EROS}} - R_{c\text{LCRS}}$ montrées en figure 6.8. Elles sont indiquées dans le tableau 6.3.

CCD	<i>Coefficients de Correction de $R_{c\text{EROS}}$</i>	
	$R_{c\text{LCRS}} \sim R_{c\text{EROS-LCRS}} = R_{c\text{EROS}} - A(R_c) + C$	
	C	σ_C
0	0.28	0.16
1	0.25	0.15
2	—	—
3	0.27	0.16
4	0.29	0.17
5	0.28	0.17
6	0.26	0.15

TAB. 6.3 – *Alignement de la magnitude $R_{c\text{EROS}}$ sur la magnitude $R_{c\text{LCRS}}$ par ajout d'une correction C . C est la moyenne nettoyée (on élimine les queues non gaussiennes) de la distribution $R_{c\text{EROS}} - A(R_c) - R_{c\text{LCRS}}$ et σ_C en est l'écart type.*

Nous avons ainsi réalisé la correspondance $\phi_{\text{gal}} - z_{\text{gal}}$. La loi de probabilité 6.43 utilisée pour tiré le décalage vers le rouge d'une galaxie LCRS ($z_{\text{lcrs}} = 0.114$ et $R_c(\text{LCRS}) = 16.89$) est proposée en figure 6.27. La magnitude EROS de la galaxie est égale à $R_{c\text{EROS}} = 16.78$. La distribution obtenue correspond à un décalage vers le rouge moyen $\bar{z} = 0.10$.

6.3.5 Vérification du tirage du décalage vers le rouge avec le LCRS

Pour vérifier la pertinence du tirage du décalage vers le rouge, on compare le décalage vers le rouge tiré $z_{\text{tiré}}$ au décalage vers le rouge exact z_{LCRS} fourni par le LCRS, et ce pour les ~ 24000 galaxies du LCRS dont le décalage vers le rouge est connu. La distribution de la différence des décalages vers le rouge est présentée en figure 6.28: la moyenne des différences δz est inférieure à 0.01. De plus, cette différence ne dépend pas de la magnitude de la galaxie.

6.3.6 Effet de sélection en magnitude des galaxies

La coupure en magnitude effectuée pour sélectionner les galaxies en utilisant le critère S1 a pour effet de modifier leur distribution en magnitude absolue en fonction de leur décalage vers le rouge: nous sélectionnons à $z \sim 0.2$ des galaxies intrinsèquement plus brillantes que les galaxies sélectionnées à $z \sim 0.1$.

La distribution en magnitude absolue des galaxies sélectionnées par S1 et de décalage vers le rouge tiré $z_{\text{tiré}} \sim 0.1, 0.2, 0.3$, est présentée en figure 6.29 pour des “tranches” de décalage vers le rouge de largeur $\delta z = 0.02$. Cet effet de sélection aura une grande influence sur l’efficacité ainsi calculée.

6.3.7 Contrôle de l’échantillon de galaxies utilisées — campagne de novembre 1997

Les critères de sélection des galaxies ont été déterminés en utilisant les champs de recherche de la campagne d’octobre 1997. Nous allons vérifier ici qu’ils conviennent pour les champs de recherche de la campagne de novembre 1997.

Les distributions présentées en figure 6.30, 6.31, et 6.32 sont comparables à celles obtenues avec les objets détectés sur les champs d’octobre 1997. Notons que du fait de l’absorption moyenne $A(R_c) \sim 0.25$ qui affecte les champs de recherche de novembre 1997 (figure 6.7), la magnitude R_c correspondant à la magnitude $v_{\text{Eros}} \sim -3.3$ est égale à $R_c \sim 18.8$.

Soulignons que les champs de recherche de la campagne de novembre 1997 ne sont pas communs avec le LCRS: nous ne pouvons donc confronter les distributions des objets sélectionnés comme galaxie à celles des galaxies LCRS.

Nous pouvons toutefois, comme nous l’avons fait pour les champs de recherche d’octobre 1997, comparer les comptages théoriques et publiés aux comptages réalisés sur les champs de novembre 1997. On applique une absorption moyenne $A(R_c) \sim 0.25$ aux comptages de *galaxies* publiés et théoriques afin qu’ils soient comparables aux nôtres. Les comptages sont moyennés sur les 42 champs (différents) observés en novembre. Ainsi, pour chaque CCD, la surface effective utilisée pour réaliser le comptage est de $\sim (42/8) \sim 5.25$ degré carré.

Nous constatons en figures 6.33, 6.34 et 6.35 que les comptages de galaxies et d’étoiles obtenus sont similaires aux comptages publiés.

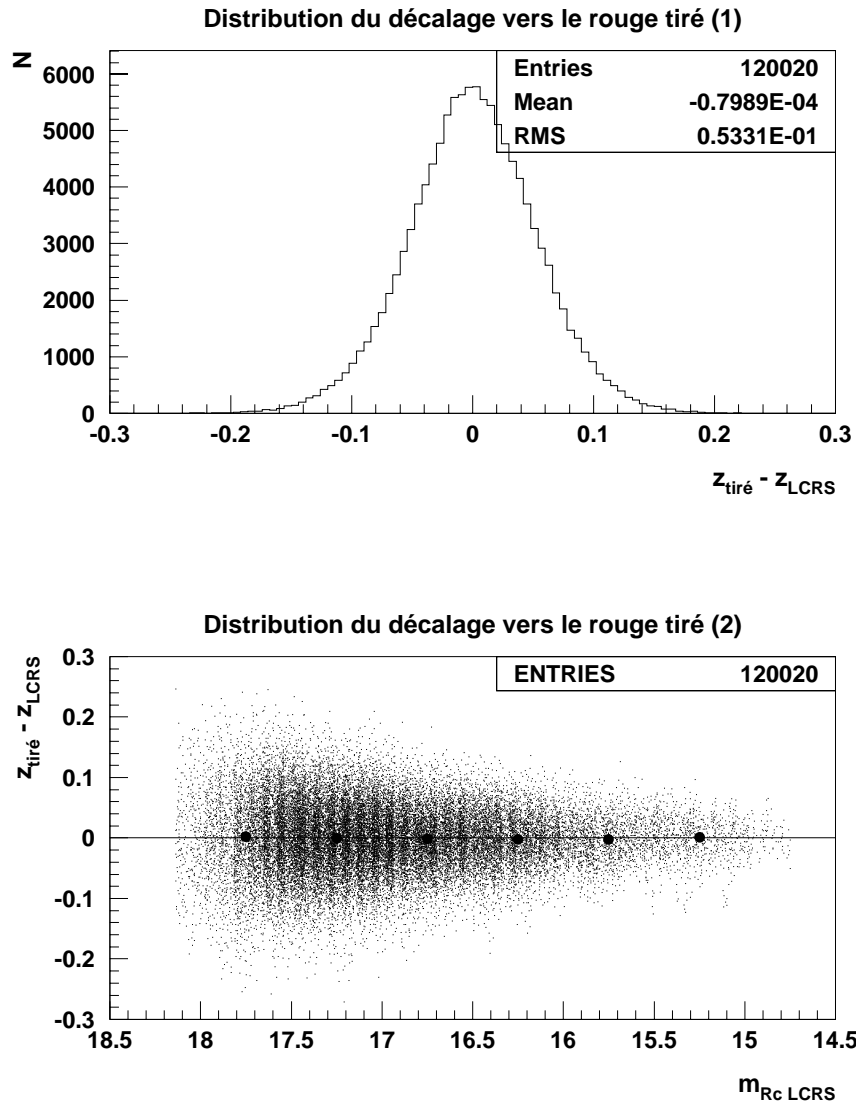


FIG. 6.28 – Distribution des différences entre le décalage vers le rouge tiré et le décalage vers le rouge mesuré par le LCRS. Pour cela, on a sélectionné dans tout le catalogue LCRS les galaxies pour lesquelles le décalage vers le rouge est mesuré, puis on a effectué 5 tirages par galaxie selon la loi $p(z|m_{\text{gal}})$ (équation 6.5). La moyenne de la distribution des différences est compatible avec 0. La différence entre $z_{\text{tiré}}$ et z_{LCRS} ne dépend pas de la magnitude de la galaxie comme le montre la figure (2).

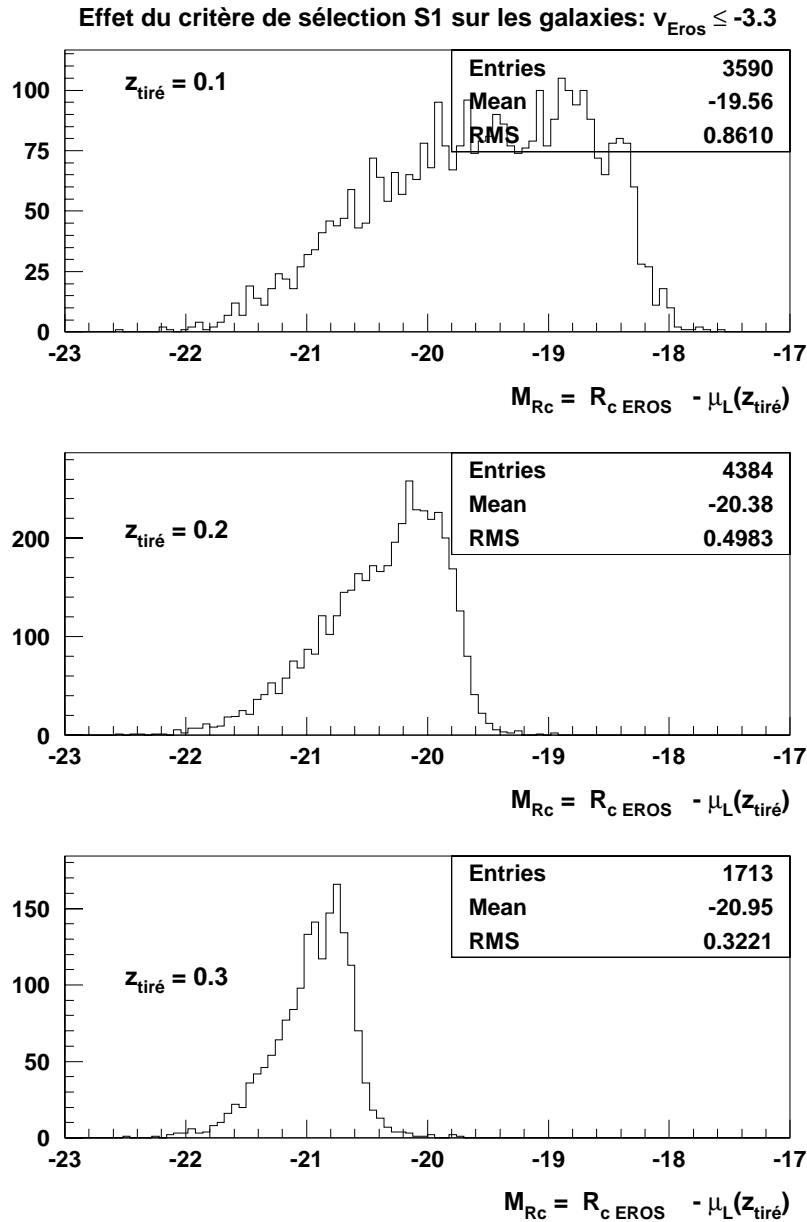


FIG. 6.29 – Distribution en magnitude absolue des galaxies, obtenue en ajoutant à la magnitude apparente R_c le module de distance μ_L correspondant au décalage vers le rouge tiré $z_{\text{tiré}}$. Cette distribution est présentée par tranches de décalage vers le rouge d'épaisseur $\delta z = 0.02$ centrées en $z_{\text{tiré}} \sim 0.1, \sim 0.2, \sim 0.3$. Il est manifeste que la coupure S1 qui impose le seuil en magnitude $v_{\text{EROS}} \leq -3.3$ permettant de sélectionner les galaxies nous amène à sélectionner des galaxies d'autant plus lumineuses qu'elles sont éloignées.

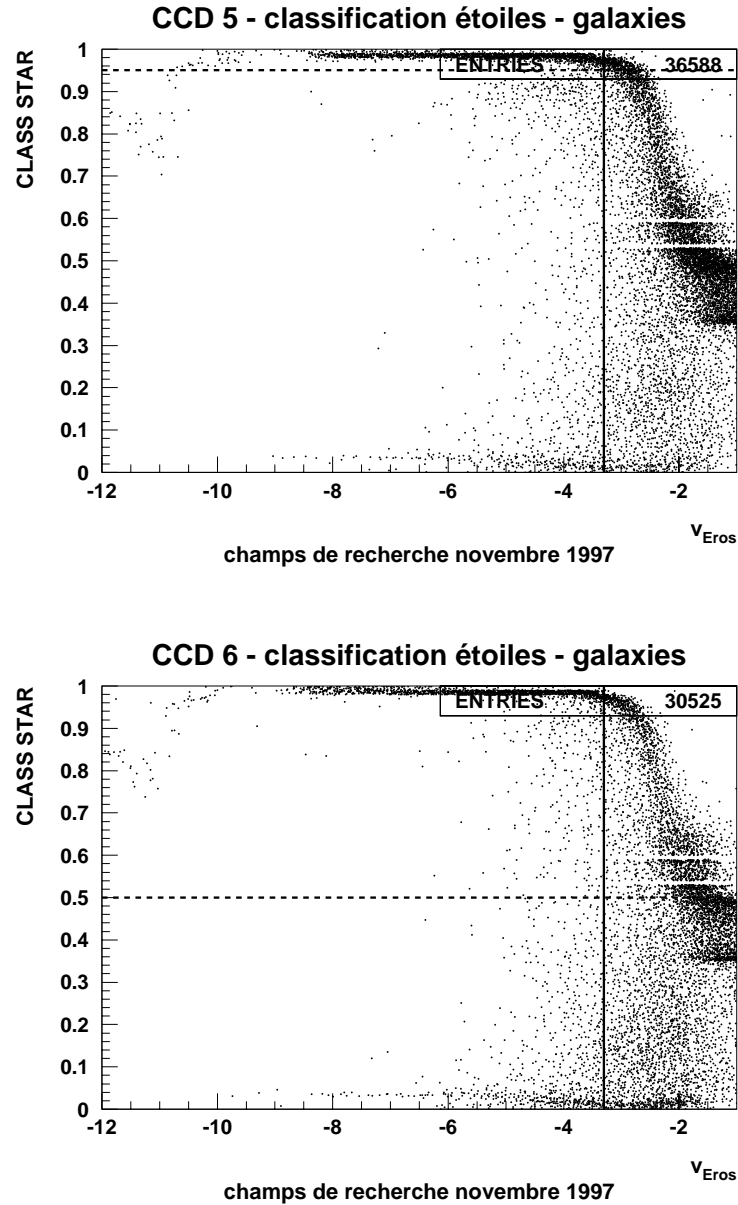


FIG. 6.30 – Pour les CCD 5 et 6 des champs de de recherche de novembre 1997: distribution du coefficient CLASS STAR en fonction de la magnitude v_{Eros} . On constate que, comme pour les champs de recherche d'octobre 1997 (figuree 6.10), la ségrégation étoile-galaxie fonctionne bien jusqu'à $v_{\text{Eros}} \sim -3.3$, qui correspond ici, du fait de l'absorption moyenne $A(R_c) \sim 0.25$ dont souffrent les champs de recherche de novembre 1997, à une magnitude R -Cousins EROS $R_c \sim 18.8$.

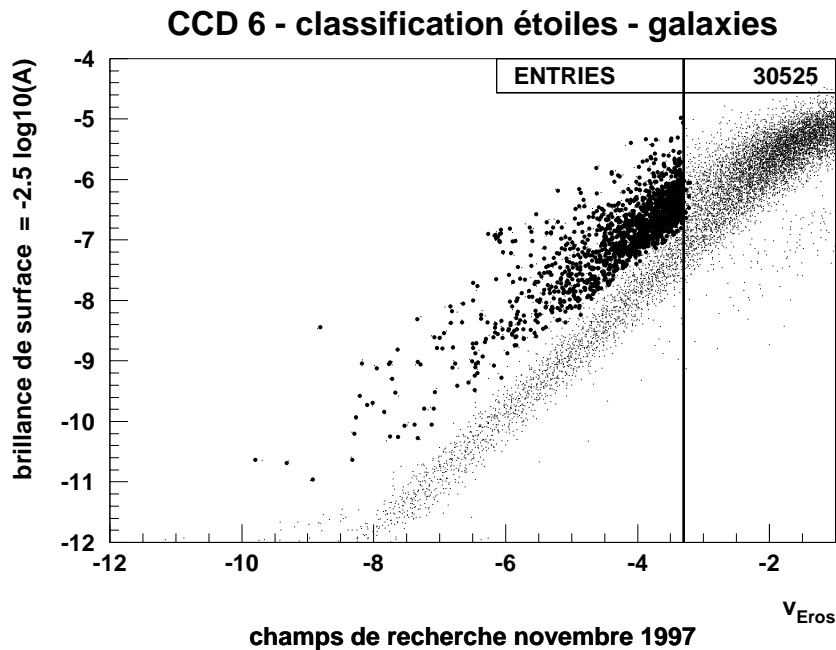
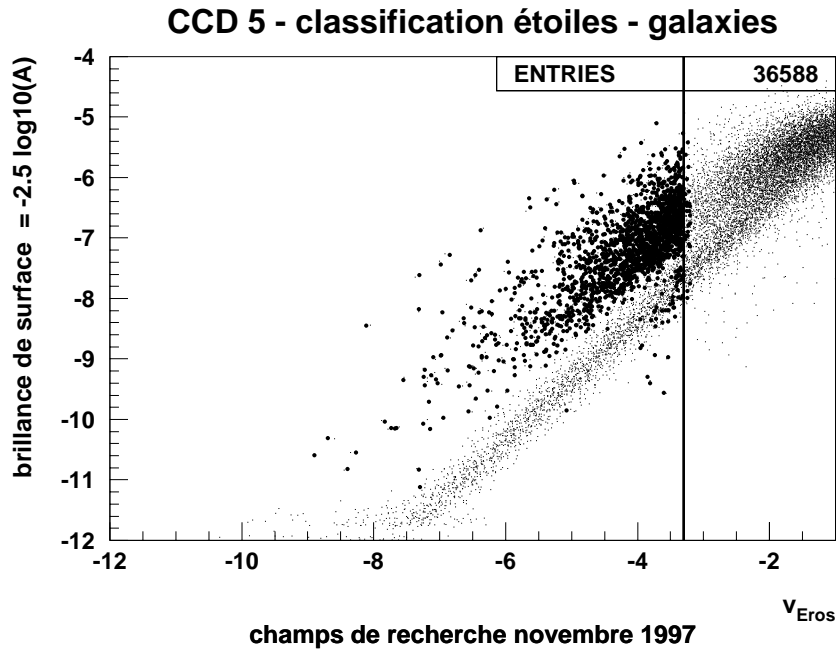


FIG. 6.31 – Pour les CCD 5 et 6 des champs de de recherche de novembre 1997: distribution de la brillance de surface centrale des objets en fonction de la magnitude v_{Eros} . Les objets sélectionnés comme galaxies par la condition S1 sont tracés avec un marqueur plus épais. La magnitude seuil du critère de sélection S1, $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$, est indiquée en trait plein. Les objets sélectionnés comme galaxies ont une répartition identique à celle de la figure 6.16 correspondant aux champs de recherche d'octobre 1997.

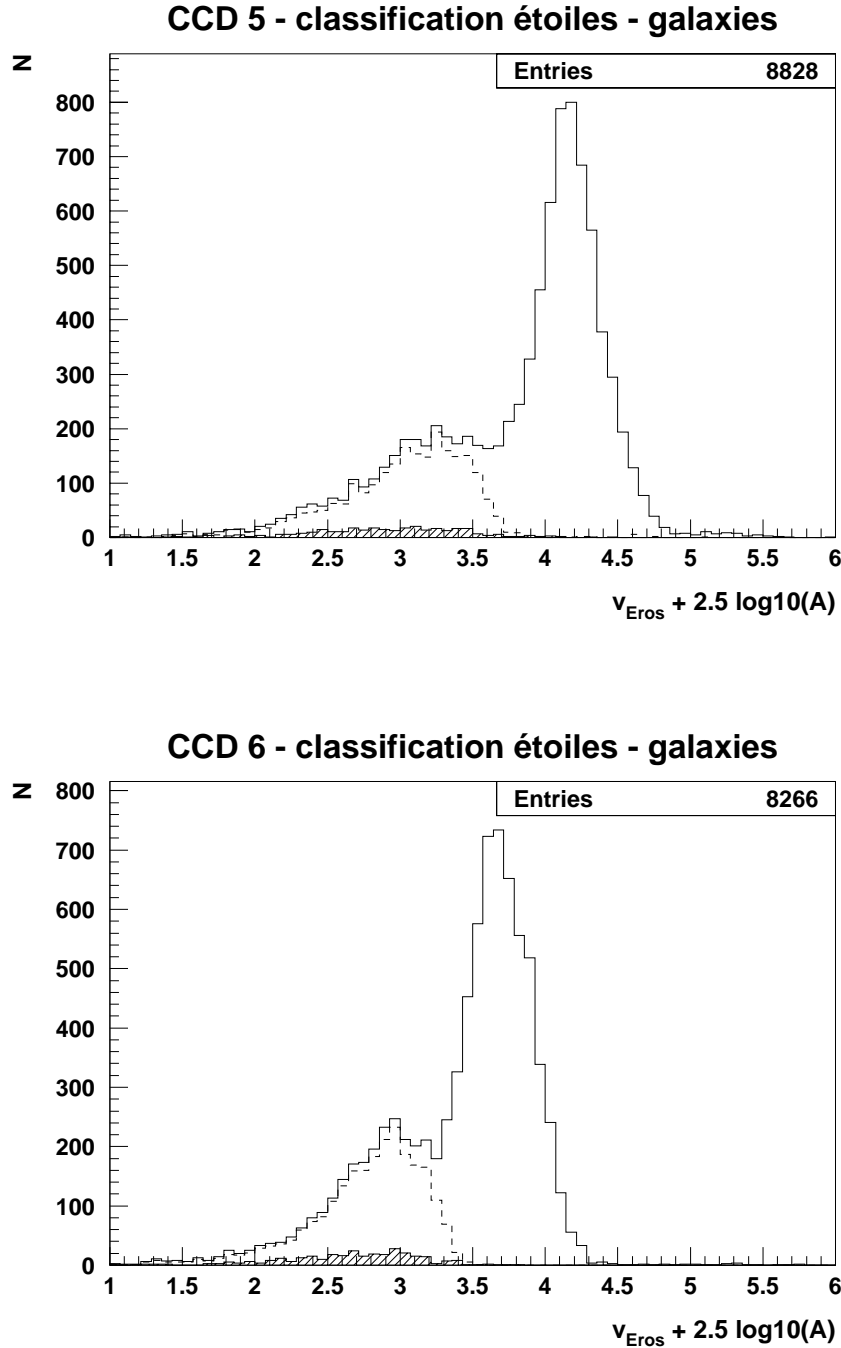
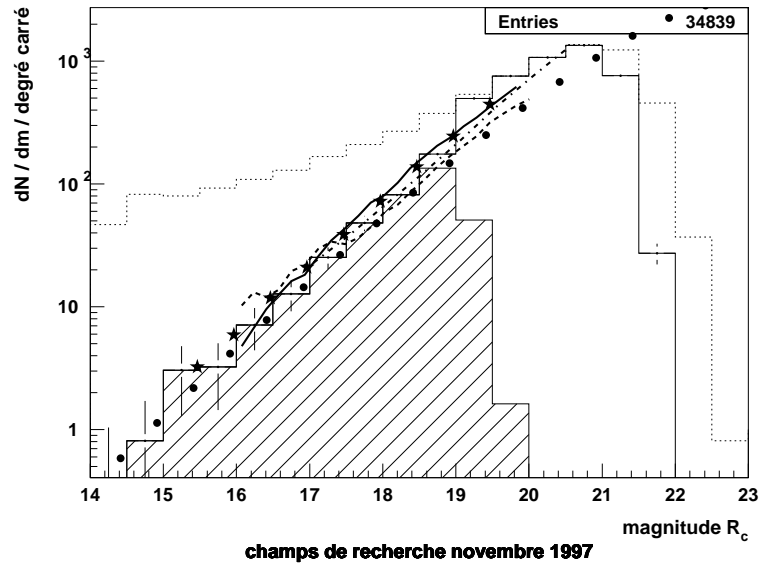


FIG. 6.32 – Pour tous les CCD 5 et 6 des champs de recherche de novembre 1997, distribution de la différence entre v_{Eros} et la brillance de surface centrale — $v_{\text{Eros}} + 2.5 \log(A)$ — pour tous les objets (trait plein), les objets sélectionnés comme galaxies par S1 (tirets) et les galaxies LCRS (en hachures). Comme pour les champs de recherche d’octobre 1997 (figure 6.18), la coupure S1 sélectionne bien le pic des galaxies.

CCD 5 - comptages de galaxies d'EROS, mesures et modèles



CCD 6 - comptages de galaxies d'EROS, mesures et modèles

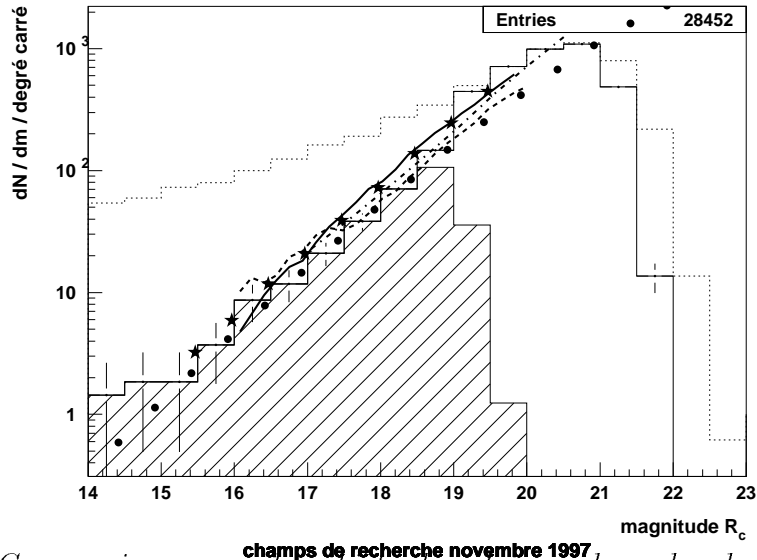


FIG. 6.33 – Comparaison, pour les objets des champs de recherche de novembre 1997, des comptages en magnitude par degré carré. La légende est similaire à celle de la figure correspondant aux champs de recherche de la campagne d'octobre 1991. Nous la rappelons succinctement: les objets détectés sur les images EROS classés comme galaxies par le critère S1 correspondent à l'histogramme hachuré; les comptages en magnitude R-Cousins de [Bertin et al., 1997] sont indiqués par des étoiles, ceux de [Picard, 1991] dans l'hémisphère Nord (resp. Sud) sont indiqués en trait plein (resp. tireté), et ceux de [Weir et al., 1995] en points-tirets; enfin, une modélisation de comptage théorique utilisant la fonction de Schechter du LCRS ([Lin et al., 1996]) et un modèle cosmologique où $(\Omega_{M0}; \Omega_{\Lambda0}) = (0.3; 0.)$ est indiquée par les points. Une absorption $A(R_c) \sim 0.25$, correspondant à l'absorption moyenne dont souffrent les champs de recherche de novembre 1997, est appliquée aux comptages théoriques.

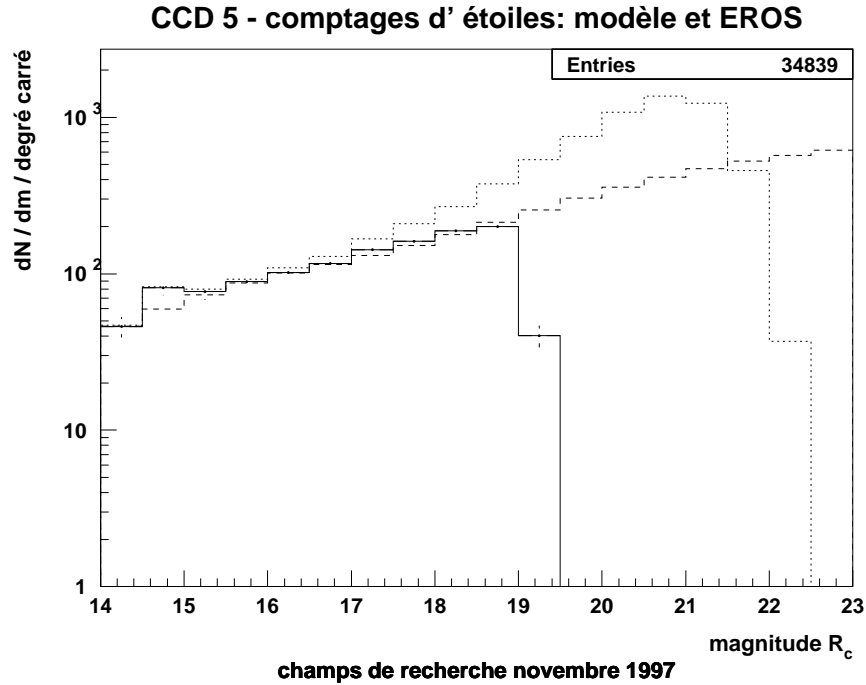


FIG. 6.34 – Comptage théorique d'étoiles en magnitude réalisé en utilisant le modèle de [Bahcall et Soneira, 1984]. L'histogramme obtenu (en tirets) est comparé, pour le CCD 5 des champs de recherche de novembre 1997, à la distribution (en pointillé) en magnitude de tous les objets détectés sur l'image (par degré carré) ainsi qu'à la distribution (en trait plein) des objets vérifiant $v_{\text{EROS}} > -3.3$ ou $\text{CLASS STAR} > 0.95$. Puisque ces objets sont sélectionnés par le critère complémentaire de $S1$, qui sélectionne les galaxies, nous pouvons considérer que ce sont des étoiles. Comme pour le comptage réalisé sur les champs de recherche d'octobre 1997 (figure 6.23), le comptage d'étoiles ainsi réalisé à $R_c \lesssim 19$ est en accord avec la prédiction du comptage théorique. Cependant, nous constatons de nouveau le même désaccord à magnitude brillante ($R_c \sim 15$), puisque nous trouvons 30% d'étoiles de plus que ce qui était prévu par le modèle.

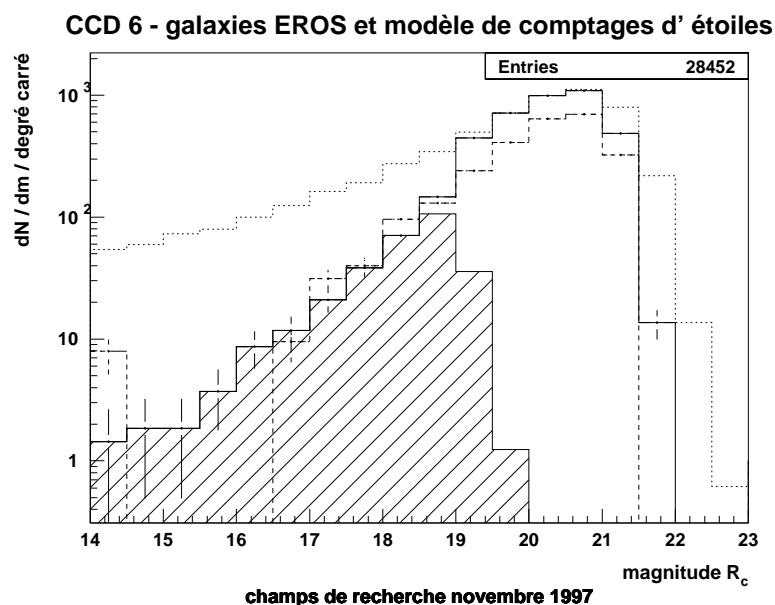
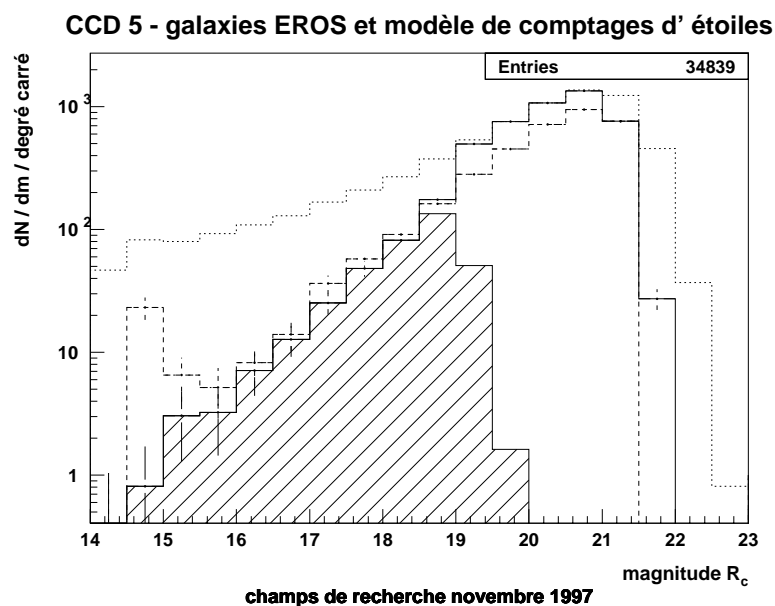


FIG. 6.35 – Comparaison des comptages par degré carré en magnitude des CCD 5 et 6 des champs de recherche de novembre 1997. La légende, similaire à la figure 6.24, est ici rappelée. Les comptages présentés correspondent à: 1) tous les objets détectés sur les images EROS (histogramme en trait pointillé); 2) les objets détectés sur les images EROS classés comme galaxies par les coupures S1 et 6.37. (histogramme en trait plein); 3) les objets détectés sur les images EROS classés comme galaxies par le critère S1 (histogramme hachuré). L'histogramme en trait tireté est obtenu en soustrayant de l'histogramme 1) les comptages d'étoiles obtenus à partir du modèle théorique de [Bahcall et Soneira, 1984]. Il doit être en conséquence (relation 6.39) similaire à celui des galaxies sélectionnées par S1. L'accord obtenu est du même ordre que celui observé sur la figure 6.24.

6.4 Flux des supernovae simulées

Nous décrivons ici les hypothèses utilisées pour la détermination du flux des supernovae simulées. Nous adoptons selon le type un patron en magnitude absolue différent $M(T)$. La phase T de la supernova est l'instant d'émission de la lumière observée, compté à partir de l'instant du maximum de luminosité dans le référentiel de la supernova. La magnitude apparente m de la supernova est calculée dans les filtres V et R_c en ajoutant à la magnitude absolue le module de distance, calculé à partir du décalage vers le rouge tiré pour la galaxie, ainsi que l'absorption galactique A affectant le champ considéré. Pour les supernovae de type Ia, on ajoute de surcroît une correction $K(T)$, où T est la phase dans le référentiel de la supernova:

$$m(T \times (1 + z)) = M(T) + A + \mu_L(z_{\text{tiré}}) (+K(T)) \quad (6.45)$$

Le flux en ADU de la supernova est obtenu en appliquant la relation de calibration fonction des magnitudes apparentes en V et R_c indiquée dans le tableau 6.2:

$$\phi_{SN} = \phi_{SN}(V, R_c) \quad (6.46)$$

Si l'intervalle de temps Δt qui sépare la prise de l'image référence de celle de l'image courante est réduit, une supernova présente sur l'image courante peut être aussi présente sur l'image référence. Le flux d'une supernova mesuré sur l'image soustraite est donc égal à la différence du flux de la supernova sur l'image courante et du flux de cette même supernova sur l'image référence alignée photométriquement. Pour simplifier le traitement, le flux d'une supernovae simulée ajoutée à l'image courante est égal au flux qu'elle aurait sur l'image courante moins le flux qu'elle avait $\Delta t/(1 + z)$ jours auparavant. Pour la campagne d'octobre 1997, l'intervalle de temps moyen entre l'image référence et l'image courante est de ~ 200 jours, cet effet est donc peu important.

Les patrons de courbes de lumière et de correction K sont présentés dans ce qui suit.

6.4.1 Courbes de lumière de supernovae

Les patrons de courbes de lumière correspondant aux supernovae de type Ia, II-linéaire et II-plateau sont proposés en figure 6.36. Pour les types Ia, nous utilisons le patron V et R_c proposé par [Riess et al., 1996a]. Pour le patron V des supernovae de type II-plateau, nous utilisons le patron de [Doggett et al., 1985], ainsi que la courbes de lumière de SN 1969L ([Phillips et al., 1990]). Le patron R_c est fourni par [Schlegel, 1995]. Le patron des supernovae de type II-linéaire est construit à partir de celui de [Doggett et al., 1985], et de la courbe de lumière de SN 1979C publiée dans [de Vaucouleurs *et al.*, 1981].

La magnitude absolue maximum adoptée est la suivante:

- La magnitude absolue au maximum des supernovae de type Ia est fixée à ([Hamuy et al., 1996a]):

$$M_{V\text{SN Ia}} = -18.33 + 5 \log h$$

- La distribution en magnitude absolue au maximum des supernovae de type II est modélisée par une gaussienne centrée sur la valeur de la magnitude absolue pour

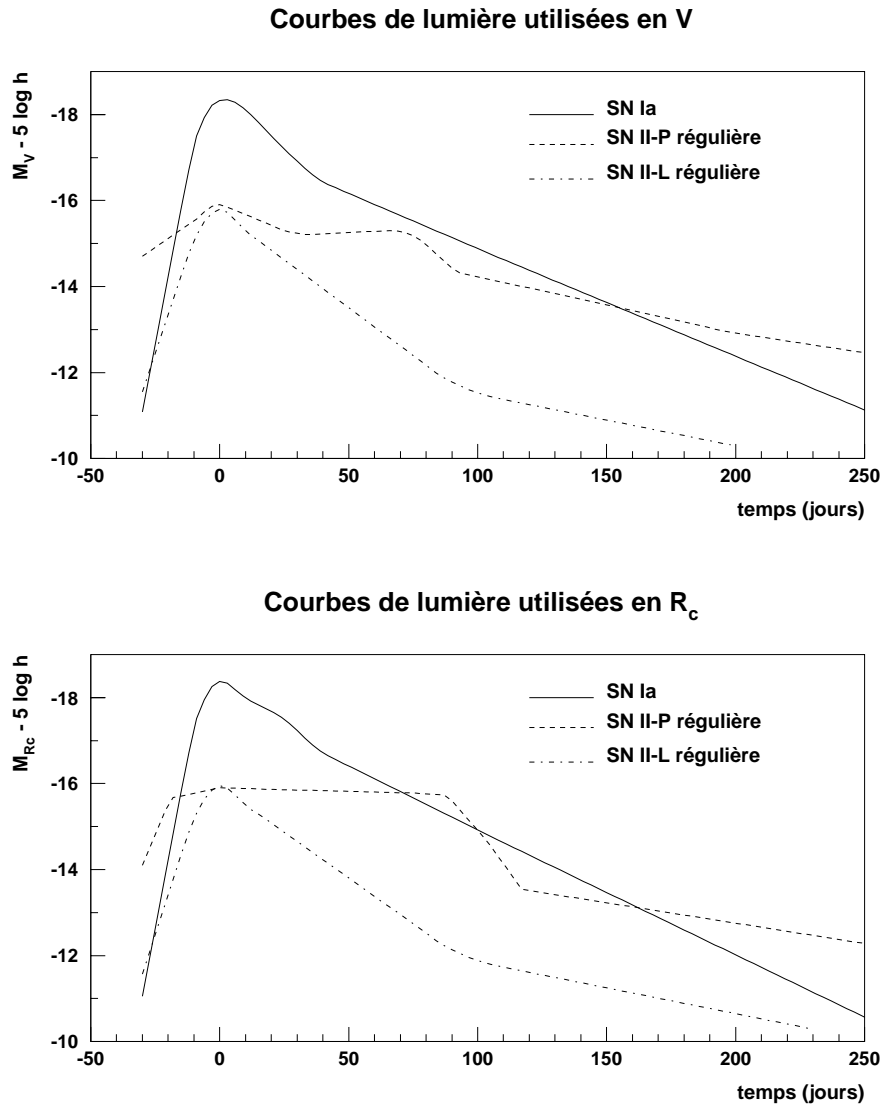


FIG. 6.36 – Courbes de lumière utilisées comme patrons. Le patron de supernova de type Ia en V et R-Cousins provient de [Riess et al., 1996a]. Le patron de supernova de type II en V est tiré de [Doggett et al., 1985]. En R-Cousins, le patron de supernova de type II-plateau est proposé par [Schlegel, 1995]. Le patron R-Cousins de supernova de type II-linéaire est construit à partir de la couleur de la supernova SN 1979C publiée dans [de Vaucouleurs et al. , 1981].

une supernovae de type II dite régulière (classification de [Patat et al., 1994]):

$$\text{SN II - P} : M_{V_{\text{régulière}}} = -15.9 + 5 \log h \quad (6.47)$$

$$\text{SN II - L} : M_{V_{\text{régulière}}} = -15.8 + 5 \log h \quad (6.48)$$

Nous pouvons ensuite renormaliser par pondération à une autre distribution si besoin est.

- Pour les supernovae de type Ia, on applique une dispersion ΔM gaussienne d'écart standard $\sigma_M = 0.2$ mag. Pour les supernovae de type II, on applique une dispersion d'écart standard $\sigma_M = 1$ mag.

6.4.2 Corrections K

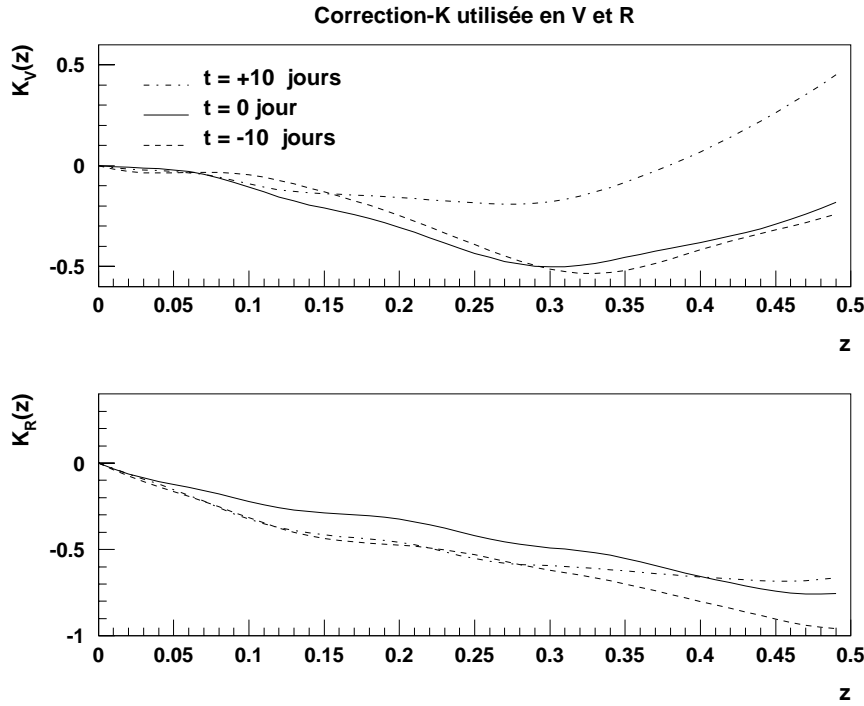


FIG. 6.37 – Corrections K en V et R -Cousins utilisées pour les supernovae de type Ia ([Nugent et Kim, 1998]). Les courbes en trait tireté, plein, et points-tirets correspondent à une phase dans le référentiel de la supernova $T = -10, 0, +10$ jours. Au maximum de luminosité ($T = 0$), le spectre de la supernova est bleu ($B - V \sim 0$). L'émission maximum se fait donc dans la bande B . Le décalage vers le rouge déplace ce maximum vers la bande V , c'est pourquoi nous recevons (à distances égales) plus de flux de la supernova: $K_V < 0$. A $z \sim 0.5$, le maximum d'émission du spectre a quitté la bande V pour entrer dans la bande R , c'est pourquoi K_V augmente à nouveau, alors que K_R reste négatif.

On ne tient compte des corrections K que pour les supernovae de type Ia: les corrections K pour type II ne sont pas disponibles dans la littérature, faute d'un bon échantillonnage en spectre, auquel s'ajoute la grande inhomogénéité des supernovae de type II. D'autre part, les supernovae de type II sont détectées à des décalages vers le rouge plus faibles. On néglige donc les corrections K dans ce cas.

Les corrections K utilisées pour les supernovae de type Ia sont indiquées en figure 6.37 ([Nugent et Kim, 1998]). Elles sont transformées en correction K dans les filtres EROS au moyen des relations de calibration du tableau 6.2.

6.5 Efficacité de l'examen visuel

L'examen visuel des candidats a pour but d'éliminer d'une part les artefacts criants (comme les étoiles saturées par exemple, voir la mosaïque 4.6), et d'autre part les objets soupçonnés d'être des mauvaises soustractions et les candidats "physiques" que sont les astéroïdes et les étoiles variables.

- **soustractions imparfaites**

Les mauvaises soustractions sont signalées par la chaîne de traitement. Elles sont éliminées par la coupure (voir tableau 4.2 du chapitre 4):

$$\text{Coupure C4} : \begin{cases} d & \geq 3 \\ \text{ou} \\ \frac{A}{A_{\text{référence}}} & \geq 0.1 \end{cases} \quad (6.49)$$

Afin de tenir compte d'une sévérité accrue lors de l'examen visuel, la coupure C4 est modifiée en C4':

$$\text{Coupure C4}' : \begin{cases} d & \geq 3 \\ \text{ou} \\ \frac{A}{A_{\text{référence}}} & \geq 0.2 \end{cases} \quad (6.50)$$

- **astéroïdes**

Nous avons déjà évoqué l'impact de cette coupure, qui nous oblige à rechercher les supernovae *dans* les galaxies, c'est-à-dire d'imposer à la galaxie hôte des supernovae d'être détectée.

- **étoiles variables**

La distinction d'une étoile variable d'une supernova explosant dans le centre d'une galaxie repose sur l'identification du type de l'objet-hôte. La distinction visuelle étoile-galaxie est difficile. En pratique, lors de l'examen visuel, les candidats dont les objets hôtes ont une magnitude inférieure à $v_{\text{EROS}} > -4$ ont été éliminés, faute de pouvoir les distinguer d'une étoile variable. Nous devons donc envisager d'ajouter une coupure supplémentaire, rendant compte des candidats laissés pour compte lors de l'examen visuel:

$$\text{Coupure examen visuel} : v_{\text{EROS}}(\text{hôte}) \leq -4 \quad (6.51)$$

Cette coupure a un effet qualitatif identique à la coupure $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$: on sélectionne des galaxies de luminosité intrinsèque d'autant plus élevée que leur décalage vers le rouge est grand (figure 6.38).

L'ajout de ce critère est équivalent à définir un nouveau critère de sélection des galaxies hôtes:

$$\begin{aligned}
 & \text{Critère de sélection des galaxies S2:} & (6.52) \\
 \text{CCD 3, 4, 5: } & v_{\text{Eros}} \leq -4 \text{ et } \text{CLASS STAR} \leq 0.95 \\
 \text{CCD 0, 1, 6: } & v_{\text{Eros}} \leq -4 \text{ et } \text{CLASS STAR} \leq 0.5
 \end{aligned}$$

Ce critère sélectionne comme galaxie environ ~ 225 objets par degré carré. Rappelons que S1 en sélectionnait 500 par degré carré.

6.6 Efficacité de détection (supernovae de type Ia)

Nous présentons ici l'efficacité de détection obtenue en sélectionnant les galaxies hôtes avec le critère S1 ou avec le critère S2. L'efficacité obtenue dépend des conditions d'observation et du CCD, des propriétés de la galaxie hôte, des coupures de l'analyse, et des caractéristiques des supernovae simulées. Nous étudions ensuite la distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type Ia détectées.

Cette étude est effectuée sur les 52 champs différents observés pendant la campagne d'octobre 1997. Nous présentons dans le dernier paragraphe de cette section l'efficacité obtenue pour les 42 champs différents observés pendant la campagne de novembre 1997.

6.6.1 Principe de calcul

Les images référence et courante sont tout d'abord traitées sans ajout de supernovae simulées, ce qui permet de déterminer les transformations géométriques, photométriques et de convolution des images. Puis, une fois les supernovae ajoutées, l'image Monte-Carlo ainsi obtenue est traitée comme le fut l'image courante. Sur l'image soustraite ainsi obtenue, on recherche les sources ponctuelles en apparition. La liste d'objets ainsi détectés est associée avec la liste des supernovae simulées.

Pour calculer l'efficacité relative de détection, on compare les deux listes de supernovae suivantes:

1. la liste des supernovae simulées hors des zones inutilisables du CCD dont la galaxie hôte vérifie le critère S1
2. la liste des supernovae simulées hors des zones inutilisables du CCD, dont la galaxie hôte vérifie les critères S1, détectées par la chaîne de traitement et vérifiant de plus les critères:
 - la supernova est détectée à moins d'1 pixel de la position où elle avait été simulée:

$$\text{Coupure MC } \text{dist}_{\text{SN sim.}} - \text{SNreconstruite} \leq 1 \text{ pixel} \quad (6.53)$$

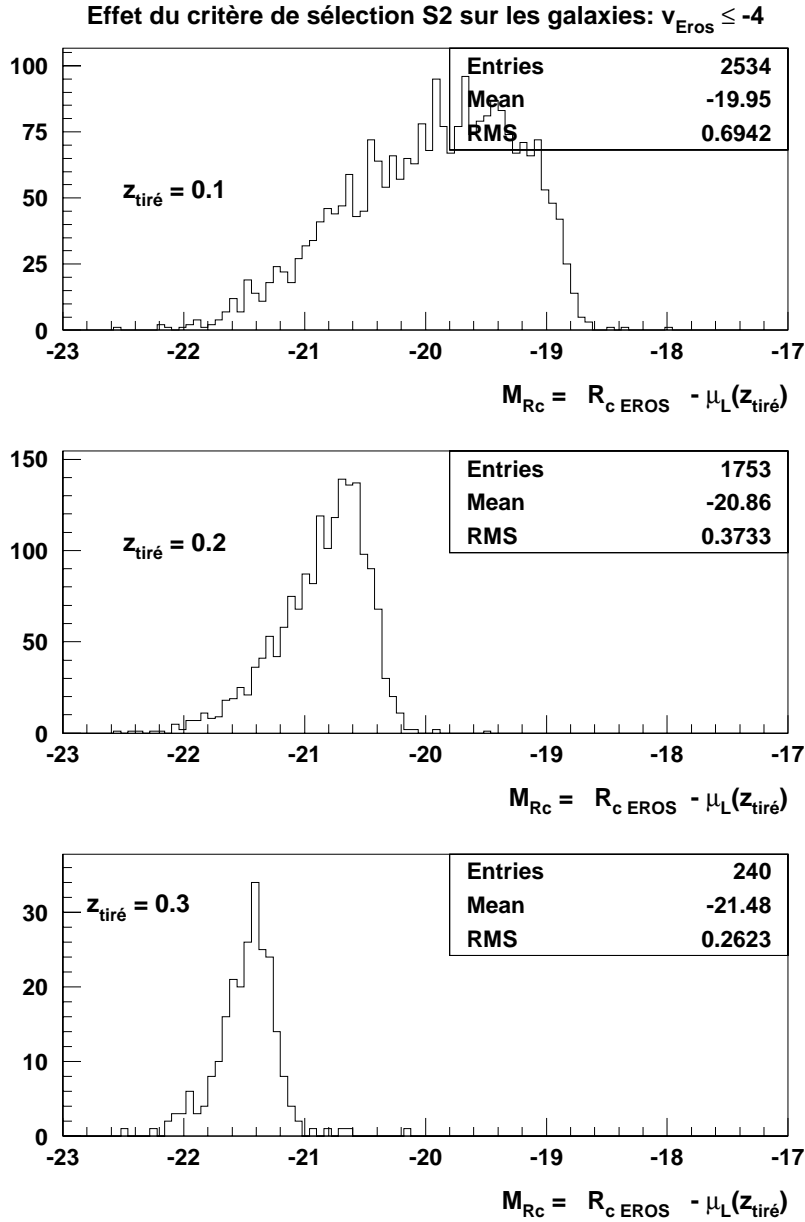


FIG. 6.38 – *Distribution en magnitude absolue des galaxies sélectionnées par le critère S2 présentée par tranche de décalage vers le rouge d'épaisseur $\delta z = 0.02$ centrées en $z_{\text{tiré}} \sim 0.1$, ~ 0.2 , ~ 0.3 . La coupure en magnitude $v_{\text{Eros}} \leq -4$ imposée par S2 permettant de distinguer à l'examen visuel les galaxies des étoiles nous amène à sélectionner des galaxies d'autant plus lumineuses qu'elles sont éloignées.*

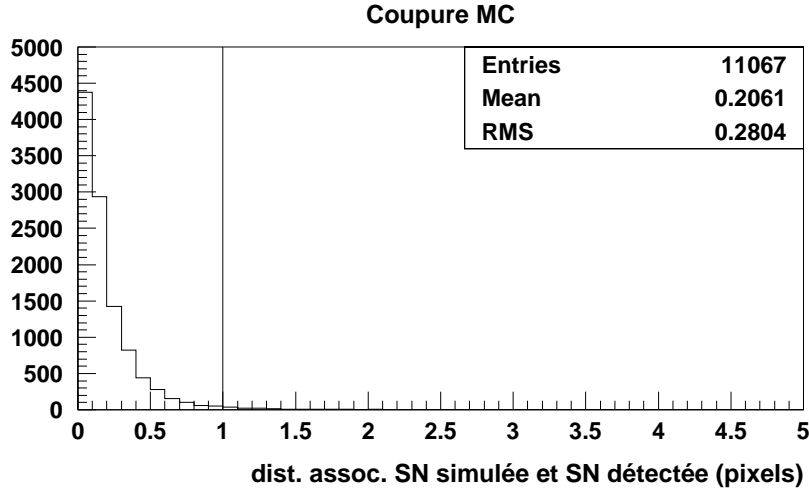


FIG. 6.39 – *Distribution de la distance séparant la supernova détectée de la supernova simulée, pour des supernovae de flux supérieur à 2000 ADU (coupure C1). Pour sélectionner la supernova, on impose une coupure à 1 pixel.*

La distribution de $\text{dist.}_{\text{SN sim.} - \text{SNreconstruite}}$ est indiquée en figure 6.39.

- la supernova est sélectionnée par les coupures de l’analyse C1, C2, C3, et C4’.

On obtient ainsi une efficacité relative que l’on nomme *efficacité numéro 1*. Elle ne tient pas compte du problème de l’identification des étoiles variables lors de l’examen visuel des candidats.

En remplaçant le critère de sélection S1 par le critère de sélection S2, on obtient une efficacité relative que l’on nomme *efficacité numéro 2*, qui tient compte de l’efficacité de l’examen visuel.

Les coupures utilisées sont résumées dans le tableau 6.4.

La comparaison du flux simulé et du flux reconstruit par photométrie d’ouverture (Flux_{r_1}) et par ajustement de PSF gaussienne (Flux) est indiquée en figure 6.40 et 6.41. La photométrie d’ouverture, où $r_1 = 2.5 \times \sigma_{\text{seeing}}$, ne permet de reconstruire qu’une fraction $\alpha_{2.5} = 1 - e^{-\frac{2.5^2}{2}} \sim 0.95$ du flux, effet qui est effectivement observé. L’ajustement d’une PSF gaussienne en reconstruit 98%. La résolution est de $\sim 10\%$.

Soulignons que l’efficacité ainsi calculée nous renseigne sur la probabilité relative qu’une supernova d’être détectée (d’où le qualificatif de “relative” apposé à l’efficacité), et non sur le nombre total de supernovae effectivement détectées.

6.6.2 Efficacité de détection et conditions d’observation

Nous étudions ici la dépendance de l’efficacité en fonction du seeing, et du CCD considéré. Les efficacités correspondantes sont présentées en figure 6.42 pour l’efficacité numéro

<i>efficacité numéro 1</i>	<i>efficacité numéro 2</i>
Sélection des galaxies hôtes	
<p style="text-align: center;">Critère S1</p> <p style="text-align: center;">CCD 3, 4, 5: $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$ et $\text{CLASS STAR} \leq 0.95$</p> <p style="text-align: center;">CCD 0, 1, 6: $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$ et $\text{CLASS STAR} \leq 0.5$</p>	<p style="text-align: center;">Critère S2</p> <p style="text-align: center;">CCD 3, 4, 5: $v_{\text{Eros}} \leq -4$ et $\text{CLASS STAR} \leq 0.95$</p> <p style="text-align: center;">CCD 0, 1, 6: $v_{\text{Eros}} \leq -4$ et $\text{CLASS STAR} \leq 0.5$</p>
Détection de la supernova simulée	
Coupure MC $\text{dist.SN}_{\text{sim.}} - \text{SN}_{\text{reconstruite}} \leq 1 \text{ pixel}$	Coupure MC $\text{dist.SN}_{\text{sim.}} - \text{SN}_{\text{reconstruite}} \leq 1 \text{ pixel}$
Sélection de la supernova simulée par les coupures de l'analyse	
<p style="text-align: center;">Coupure C1, C2, C3 et C4'</p> $\text{C4': } \begin{cases} d \geq 3 \\ \text{ou} \\ \frac{A}{A_{\text{référence}}} \geq 0.2 \end{cases}$	<p style="text-align: center;">Coupure C1, C2, C3 et C4'</p> $\text{C4': } \begin{cases} d \geq 3 \\ \text{ou} \\ \frac{A}{A_{\text{référence}}} \geq 0.2 \end{cases}$

TAB. 6.4 – Coupures utilisées pour calculer l'efficacité de détection numéro 1, qui tient compte du fait que nous imposons aux supernovae d'appartenir à une galaxie hôte détectée (critère de réjection des astéroïdes), et l'efficacité numéro 2 qui tient compte de surcroît de l'efficacité de l'examen visuel: pour distinguer une étoile variable d'une supernova en identifiant la nature de l'hôte du candidat, étoile ou galaxie, il est nécessaire d'imposer une coupure plus sévère à la magnitude de l'hôte. Les coupures C1, C2 et C3 de l'analyse sont résumées dans le tableau 4.2 du chapitre 4.

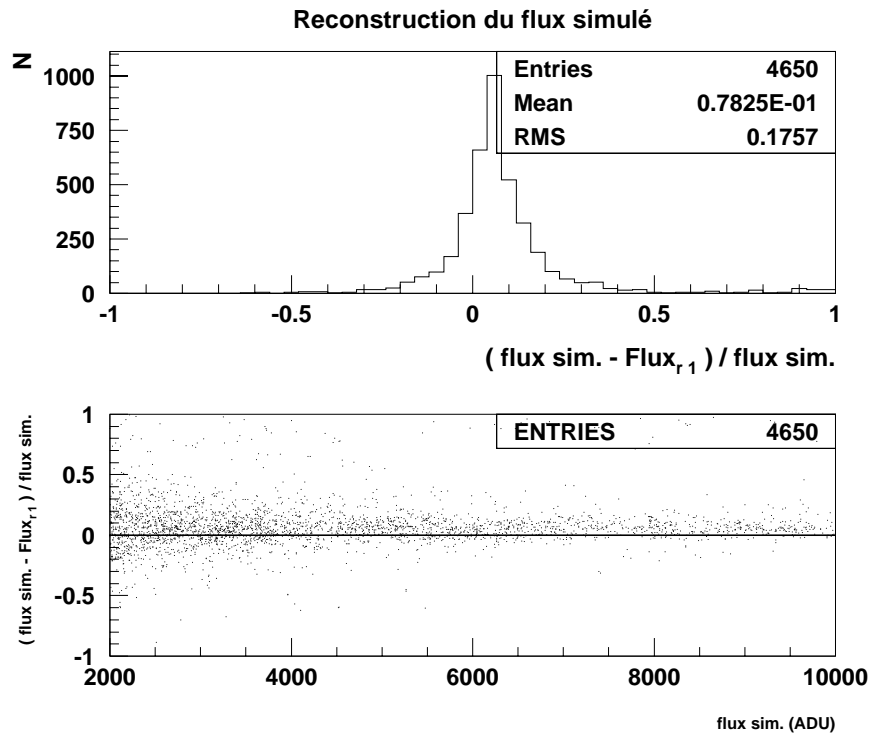


FIG. 6.40 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: distribution des différences des flux simulés et reconstruits par photométrie d’ouverture. On constate que la photométrie d’ouverture reconstruit 92% du flux simulé, ce qui est un peu inférieur aux 95% attendus, correspondants au rayon de photométrie $r_1 = 2.5 \times \sigma_{\text{seeing}}$ utilisé. L’histogramme est obtenu pour des supernovae dont le flux simulé est supérieur à 1000 ADU.

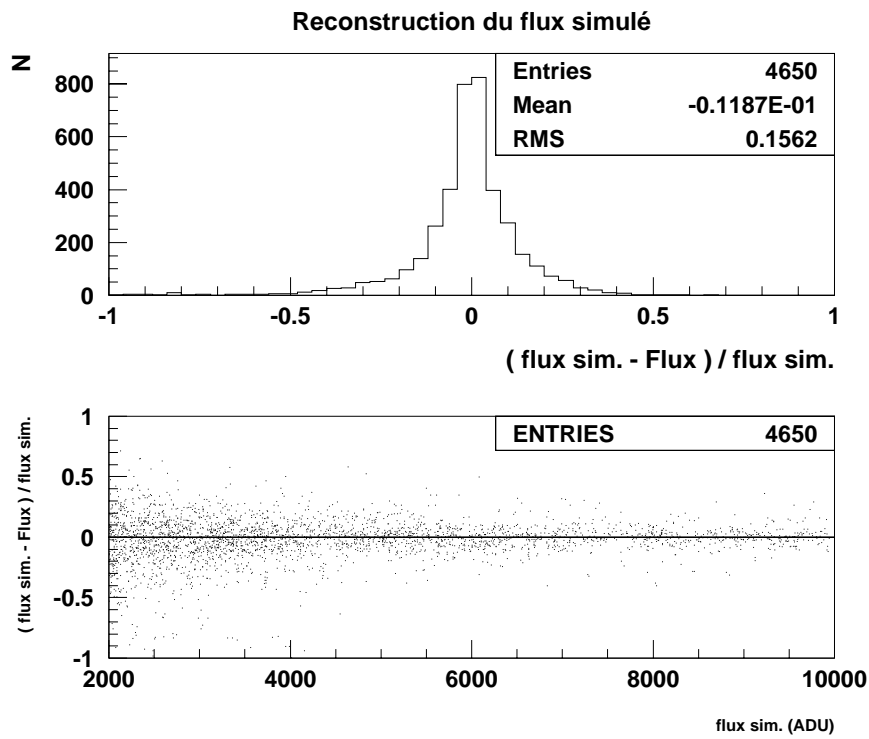


FIG. 6.41 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: distribution des différences des flux simulés et reconstruits par ajustement d’une PSF gaussienne intégrée. Cette photométrie reconstruit en moyenne 99 % du flux simulé, avec une dispersion de 15%. L’histogramme est obtenu pour des supernovae dont le flux simulé est supérieur à 1000 ADU.

1 (critère de sélection S1) et en figure 6.43 pour l'efficacité numéro 2 (critère de sélection S2) tenant compte de surcroît de l'efficacité de l'examen visuel.

On constate que dans les deux cas (efficacité numéro 1 et 2), l'efficacité diminue à mesure que le seeing se dégrade.

L'efficacité dépend peu du CCD choisi.

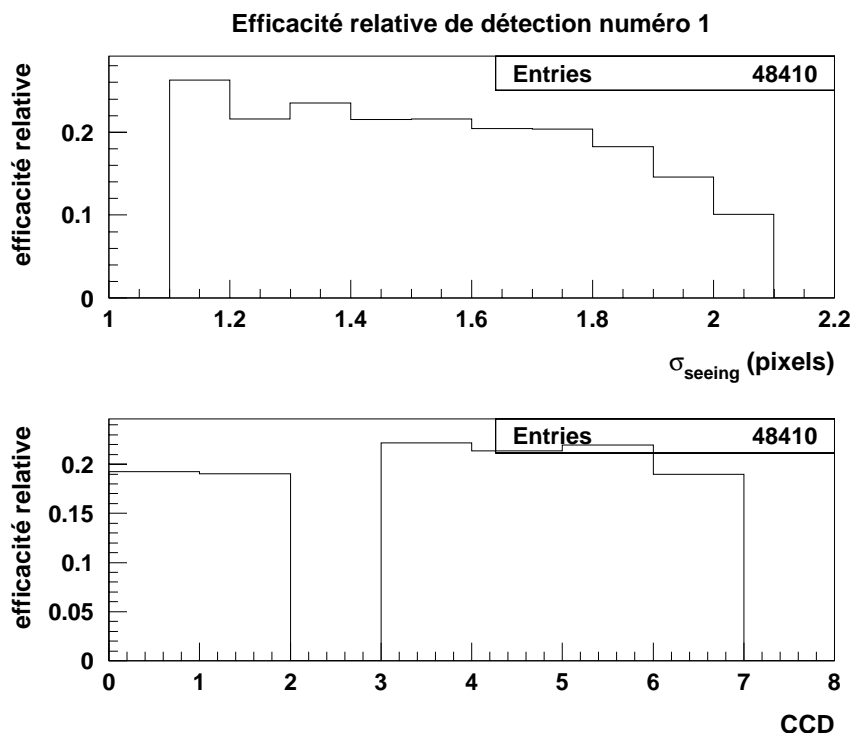


FIG. 6.42 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: dépendance de l’efficacité relative de détection numéro 1 (sélection des galaxies hôtes par le critère S1, et sélection des supernovae simulées par les coupures C1, C2, C3 et C4’ de l’analyse) en fonction du seeing en pixels (en haut), et du CCD (en bas). Ces histogrammes indiquent simplement avec quelle facilité une supernova sera détectable, mais n’indiquent pas le nombre total de supernovae détectées.

6.6.3 Efficacité de détection et critères de sélection de l’analyse

Le critère essentiel de sélection dans l’analyse est le flux, par l’intermédiaire de la coupure C1 de l’analyse que nous rappelons:

$$\text{Coupure 1} : \text{Flux}_{r_1} > 2000 \text{ ADU} \quad (6.54)$$

L’efficacité relative en fonction du flux est indiquée en figure 6.44. L’influence de la coupure C1 à 2000 ADU se fait sentir jusqu’à 3000 ADU, puis l’efficacité ne dépend plus que

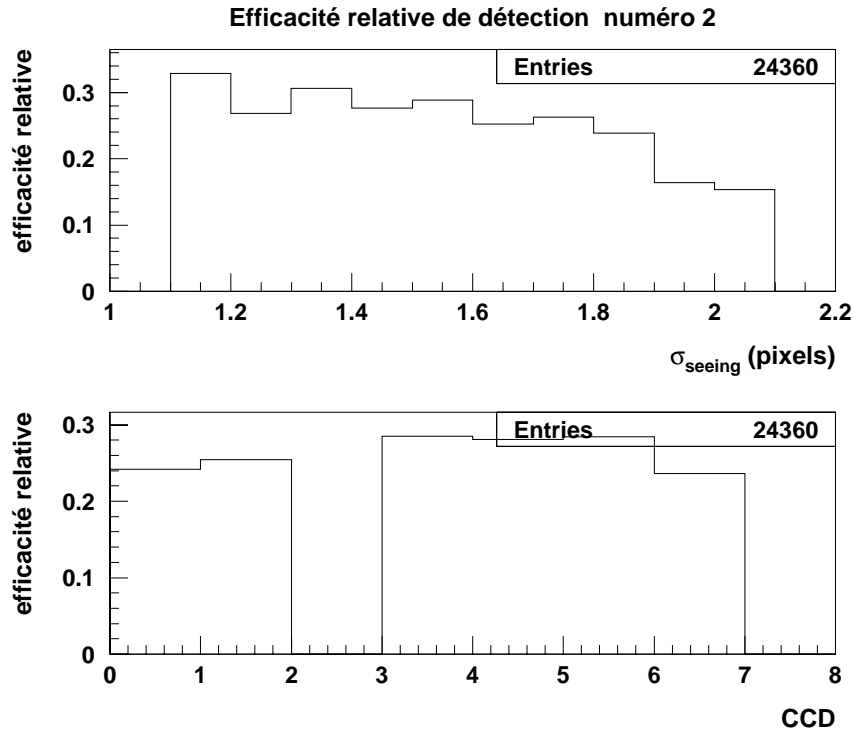


FIG. 6.43 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: dépendance de l’efficacité relative de détection numéro 2 qui tient compte de l’efficacité de l’examen visuel (sélection des galaxies hôtes par le critère S2, et sélection des supernovae simulées par les coupures C1, C2, C3 et C4’ de l’analyse) en fonction du seeing en pixels (en haut) et du CCD (en bas). Le comportement est similaire à celui de l’efficacité relative de détection numéro 1.

faiblement du flux.

La coupure C4 éliminant les soustractions imparfaites est imposée par les performances de la chaîne de traitement, qui ne peut soustraire à mieux de 10 % le centre des objets. Ce seuil est augmenté à 20 % pour cette étude (coupure C4'). On peut s'interroger sur l'innocuité de cette coupure vis à vis des supernovae simulées: l'efficacité relative numéro 1 en fonction du rapport des amplitudes de la supernova simulée et de l'amplitude de la galaxie hôte $A_{\text{SN simulée}}/A_{\text{galaxie}}$ ainsi qu'en fonction de la distance de la supernova simulée au centre de la galaxie hôte est présentée en figure 6.44. En trait plein, on a indiqué l'efficacité relative obtenue sans utiliser la coupure C4', et en pointillé l'efficacité relative obtenue en l'imposant. On constate que l'ajout de cette coupure, qui permet de rejeter les artefacts de soustraction, ne conduit pas à éliminer significativement plus de supernovae dans le cas numéro 1. Lorsqu'on prend en compte l'efficacité de l'examen visuel, (efficacité numéro 2), l'influence de cette coupure est plus sensible (figure 6.45), mais n'excède pas 25 %.

Pour expliquer cela, examinons le cas d'une supernova vérifiant le critère de la coupure 1 de l'analyse, mais pas celui de la coupure C4'. C'est-à-dire que l'amplitude de la supernova vérifie en particulier $A_{\text{SN}} < 0.2 \times A_{\text{galaxie}}$, et son flux $\text{Flux}_{\text{SN}} > 2000$ ADU. Utilisons la relation approchée entre le seeing, le flux, et l'amplitude d'une étoile: $\text{Flux}_{\text{SN}} = (2\pi\sigma_{\text{seeing}}^2) \times A_{\text{SN}}$. Cela nous permet d'écrire pour l'amplitude de la galaxie hôte: $A_{\text{galaxie}} > 2000/(2\pi\sigma_{\text{seeing}}^2)/0.2 \sim 1400$ ADU (en prenant $\sigma_{\text{seeing}} = 1.5$ pixels). En conclusion, une supernova sélectionnée par la coupure C1 de l'analyse, mais éliminée par la coupure C4' a une galaxie hôte dont la brillance de surface excède ~ 1400 ADU. Si on les sélectionne par le critère S1, 10% des galaxies ont une brillance centrale supérieure à 1400 ADU. Si on sélectionne les galaxies par le critère S2 (que vérifient d'ailleurs toutes les galaxies de brillance centrale supérieure à 1400 ADU), cette proportion est de 25 %. Ceci explique pourquoi l'efficacité numéro 1 dépend peu de la coupure C4', et pourquoi l'efficacité numéro 2 y est plus sensible.

6.6.4 Efficacité de détection et caractéristiques de la galaxie hôte

Nous étudions ici la dépendance de l'efficacité relative en fonction des caractéristiques de la galaxie hôte. Nous sélectionnons pour ce calcul des supernovae de flux similaire, compris entre 3000 et 6000 ADU.

Ainsi, on constate en figure 6.46 que l'efficacité relative diminue à mesure que la magnitude R_c de la galaxie diminue ou que sa brillance de surface locale augmente. La brillance locale est simplement la valeur du pixel de la galaxie à la position où la supernova est simulée.

Le gradient relatif local est défini par le maximum des différences entre la valeur, sur l'image sans supernova, du pixel central (x_i, y_i) de la supernova et la valeur des huit pixels l'entourant, divisé par l'écart type du pixel central:

$$\text{gradient relatif} = \frac{\max(\text{image}(x_i, y_i) - \text{image}(x_j, y_j))_{|j-i|\leq 1}}{\sqrt{\sigma_{\text{fond de ciel}}^2 + \text{image}(x_i, y_i)/g}} \quad (6.55)$$

où $\sigma_{\text{fond de ciel}}$ est la dispersion de la valeur du fond de ciel sur l'image, et g la valeur du gain. L'efficacité relative diminue lorsque le gradient relatif de la galaxie augmente.

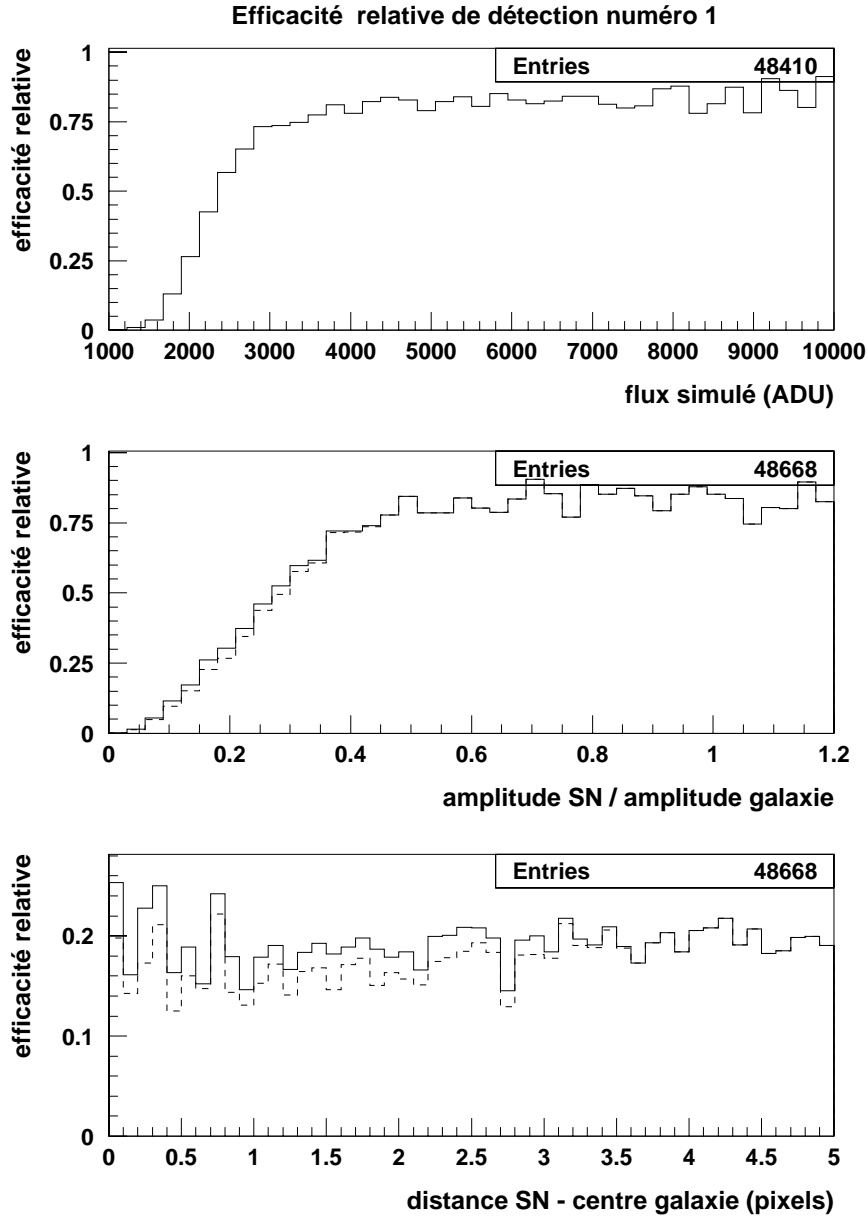


FIG. 6.44 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: dépendance de l’efficacité relative de détection numéro 1 en fonction du flux en ADU de la supernova simulée (en haut), du rapport des amplitudes de la supernova simulée et de la galaxie hôte (au milieu), et de la distance en pixels de la supernova simulée au centre de la galaxie (en bas). La coupure C1 de l’analyse, qui impose que le flux en photométrie d’ouverture soit supérieur à 2000 ADU est résorbée à partir de 3000 ADU, où l’efficacité ne dépend plus que faiblement du flux. Sur les deux figures du bas, l’efficacité relative est tracée en trait plein lorsque la coupure C4’ qui permet d’éliminer les défauts de soustraction n’est pas imposée, et en tirets quand on l’impose.

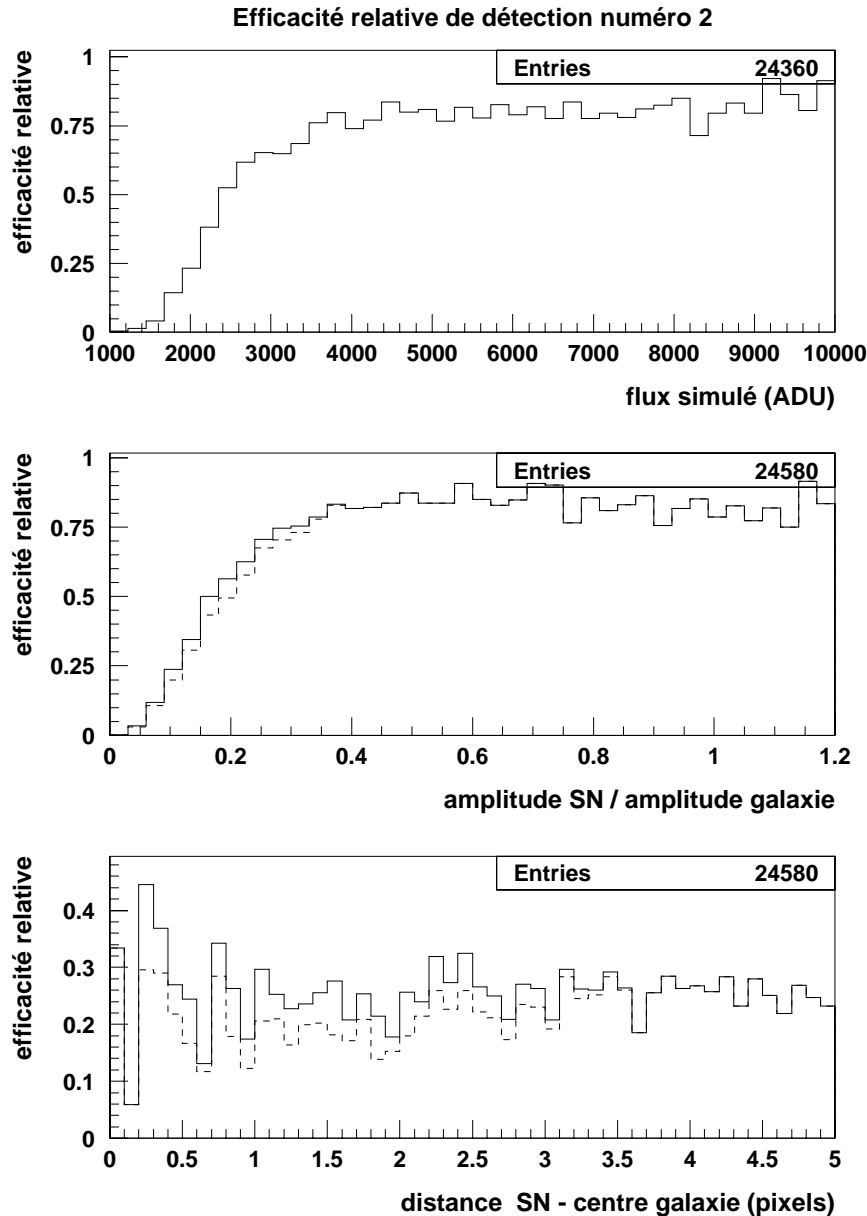


FIG. 6.45 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: dépendance de l’efficacité relative de détection numéro 2 en fonction du flux en ADU de la supernova simulée (en haut), du rapport des amplitudes de la supernova simulée et de la galaxie hôte (au milieu), et de la distance en pixels de la supernova simulée au centre de la galaxie (en bas). Sur les deux figures du bas, l’efficacité relative est tracée en trait plein lorsque la coupure C_4' qui permet d’éliminer les défauts de soustraction n’est pas imposée, et en tirets quand on l’impose. On constate que la coupure C_4' élimine proportionnellement plus de supernovae que dans la situation 1, où l’efficacité de l’examen visuel n’est pas prise en compte.

Notons que dans tous les cas, la distribution de la magnitude apparente, de la brillance locale, ou du gradient relatif de la galaxie hôte utilisée par la simulation est concentrée dans le domaine où l'efficacité relative est maximale.

6.6.5 Efficacité de détection et paramètres engendrés

L'efficacité relative en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova sont indiquées en figure 6.48, 6.49 (efficacité numéro 1), 6.50 et 6.51 (efficacité numéro 2): on en conclut, sans surprise, que l'efficacité relative est maximale à l'époque du maximum de la supernova, et qu'elle diminue de manière monotone en fonction du décalage vers le rouge.

6.6.6 Distribution en décalage vers le rouge des supernovae détectées

La distribution en décalage vers le rouge des supernovae détectées est calculée en attribuant à chaque supernova un poids proportionnel à la luminosité (R-Cousins, ici) de sa galaxie hôte: en effet, le taux de supernova est proportionnel à celle-ci, ce dont nous n'avons pas tenu compte dans notre tirage. Dans cette section, la distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation est comparée à la distribution théorique calculée au chapitre 3, équation 3.12. Nous investiguerons ensuite les causes du désaccord constaté entre ces deux distributions.

Lorsqu'on choisit les critères de l'efficacité numéro 1, on prédit une distribution en décalage vers le rouge des supernovae de type Ia indiquée en trait plein fin en figure 6.52-a. Sur la figure 6.52-b est présentée en trait plein fin la distribution obtenue lorsqu'on choisit les critères de l'efficacité numéro 2, c'est-à-dire le critère S2 de sélection de la galaxie hôte, qui lui impose en particulier le seuil $v_{\text{Eros}} = -4$ au lieu du seuil $v_{\text{Eros}} = -3.3$ du critère S1.

Ces deux distributions sont dissemblables, et diffèrent de plus toutes deux de la distribution théorique en z prévue au chapitre 3, équation 3.12, indiquée en trait plein épais sur les figures 6.52-a et b. Rappelons que cette distribution théorique était calculée en supposant un simple seuil en magnitude pour les supernovae, qui sont alors détectées si et seulement si le flux de la supernova ϕ est supérieur à ϕ_{lim} .

- **Etude de l'impact des coupures de l'analyse**

Le désaccord entre la distribution prédite par la simulation et celle calculée au chapitre 3 est-il dû aux coupures imposées aux supernovae simulées, qui provoqueraient une baisse de l'efficacité relative à grand z ? Etudions la distribution en décalage vers le rouge obtenue si l'efficacité ne dépendait que du flux de la supernova simulée. Nous sommes donc dans le cas parfait d'une efficacité de 0 % en deçà d'un seuil fixe en flux, et de 100 % au-delà. Cependant nous continuons à sélectionner les galaxies hôtes par le critère S1 ou S2. En comparant cette distribution correspondant à une efficacité parfaite, avec celle que nous obtenons en imposant les coupures de l'analyse, qui correspond donc à notre efficacité réelle, nous pouvons estimer l'impact des coupures sur la distribution en z obtenue.

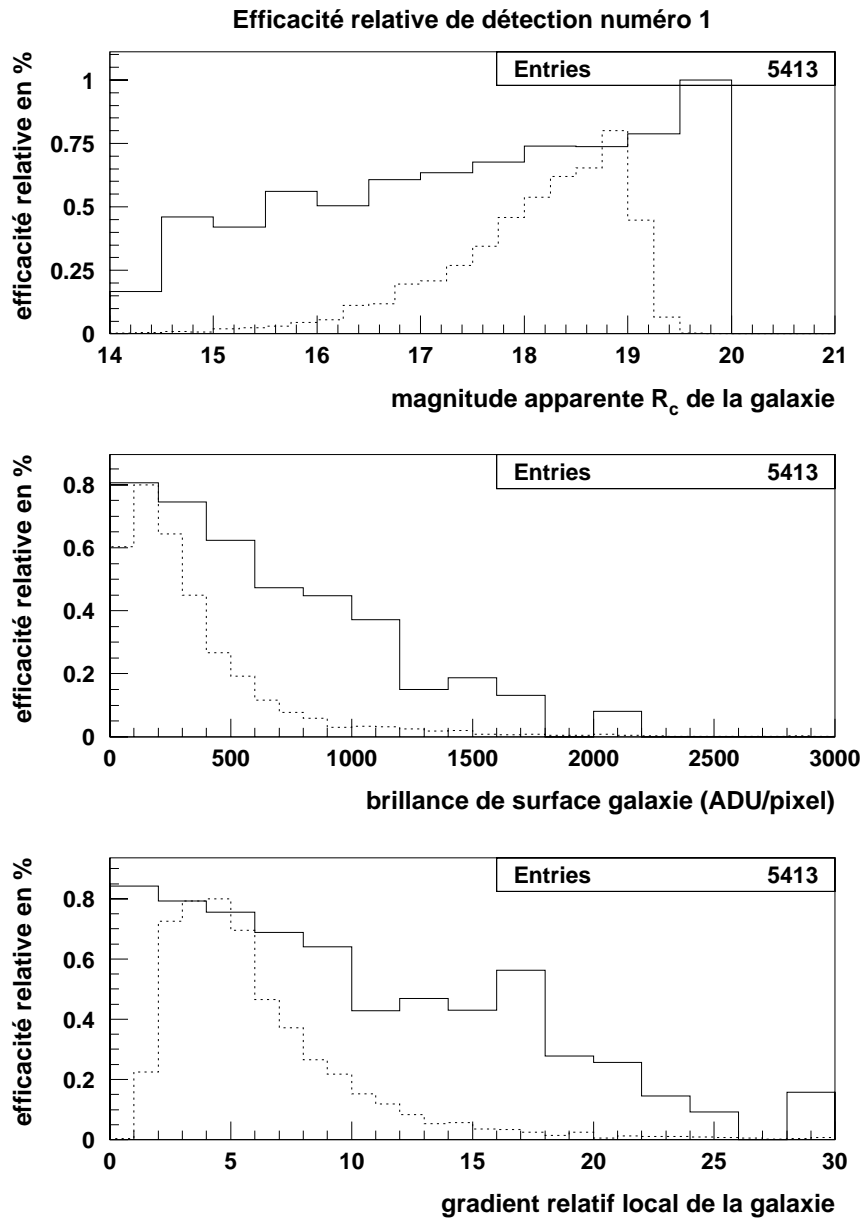


FIG. 6.46 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: efficacité relative de détection numéro 1 en fonction de la magnitude R_c , de la brillance de surface locale (en ADU) et du gradient local relatif de la galaxie (en trait plein). Nous sélectionnons pour ce calcul des supernovae de flux similaire, compris entre 3000 et 6000 ADU. En pointillé est indiquée la distribution de la magnitude apparente, de la brillance de surface locale (en ADU) et du gradient relatif local des galaxies hôtes utilisées. On constate que cette distribution se situe dans le domaine où l’efficacité relative est maximale.

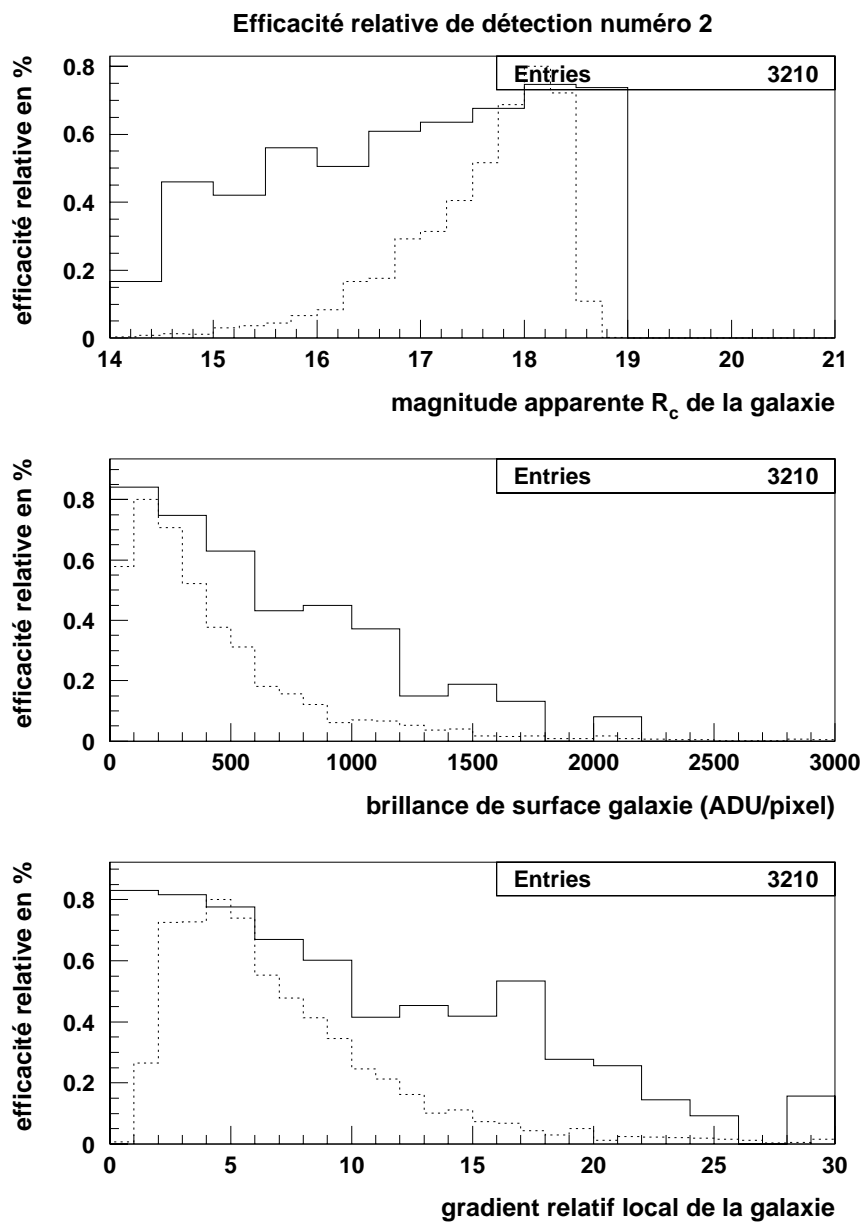


FIG. 6.47 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: efficacité relative de détection numéro 2 en fonction de la magnitude R_c , de la brillance de surface locale (en ADU) et du gradient relatif local de la galaxie (en trait plein). Nous sélectionnons pour ce calcul des supernovae de flux similaire, compris entre 3000 et 6000 ADU. En pointillé est indiquée la distribution de la magnitude apparente, de la brillance de surface locale (en ADU) et du gradient relatif local des galaxies hôtes utilisées. On constate que cette distribution coïncide relativement avec le domaine où l’efficacité relative est maximale.

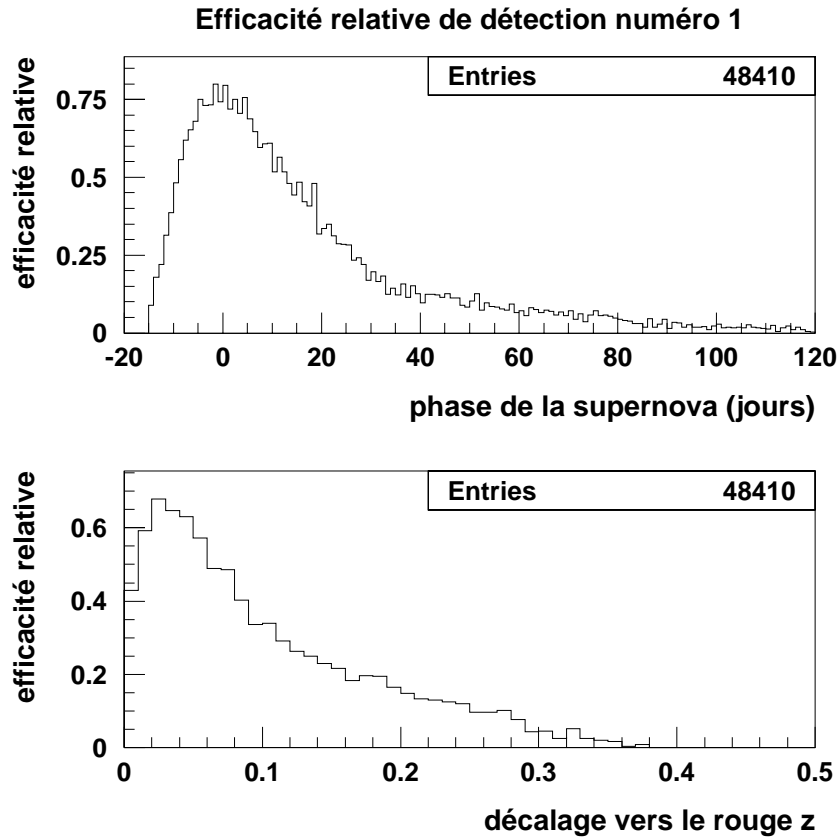


FIG. 6.48 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997, en haut: efficacité relative numéro 1 en fonction de la phase de la supernova (instant d’émission de la lumière observée, compté à partir de l’instant de luminosité maximum dans le référentiel de la supernova). En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

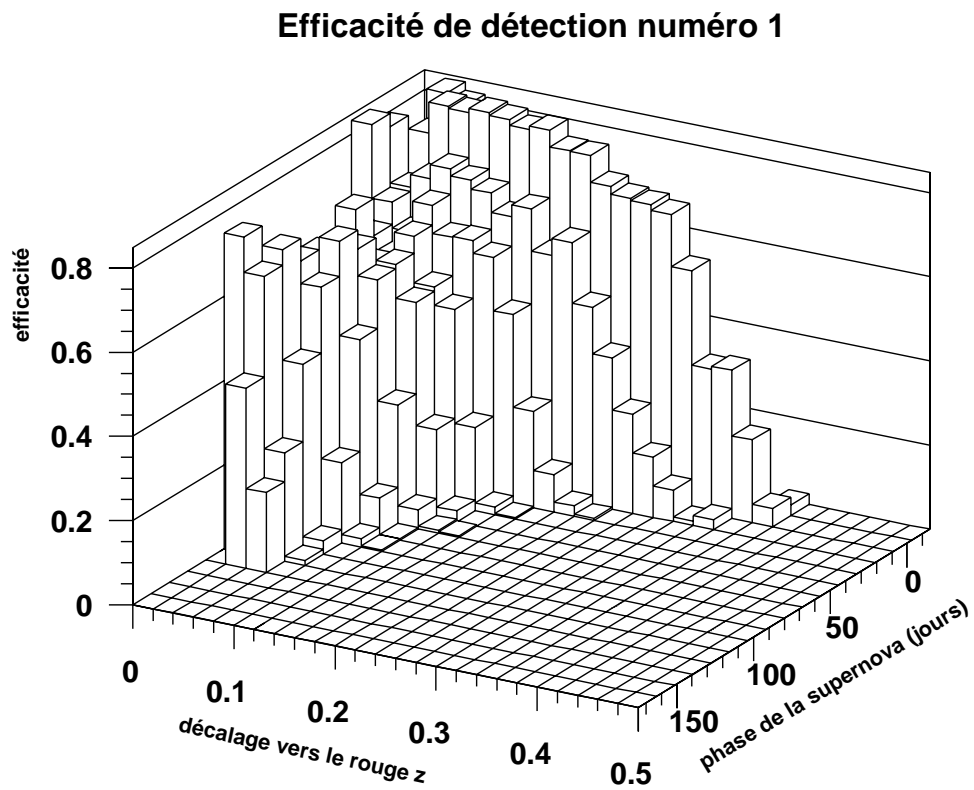


FIG. 6.49 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: efficacité relative numéro 1 en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova dans la situation numéro 1 où la galaxie hôte vérifie le critère S1 qui impose entre autre $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$.

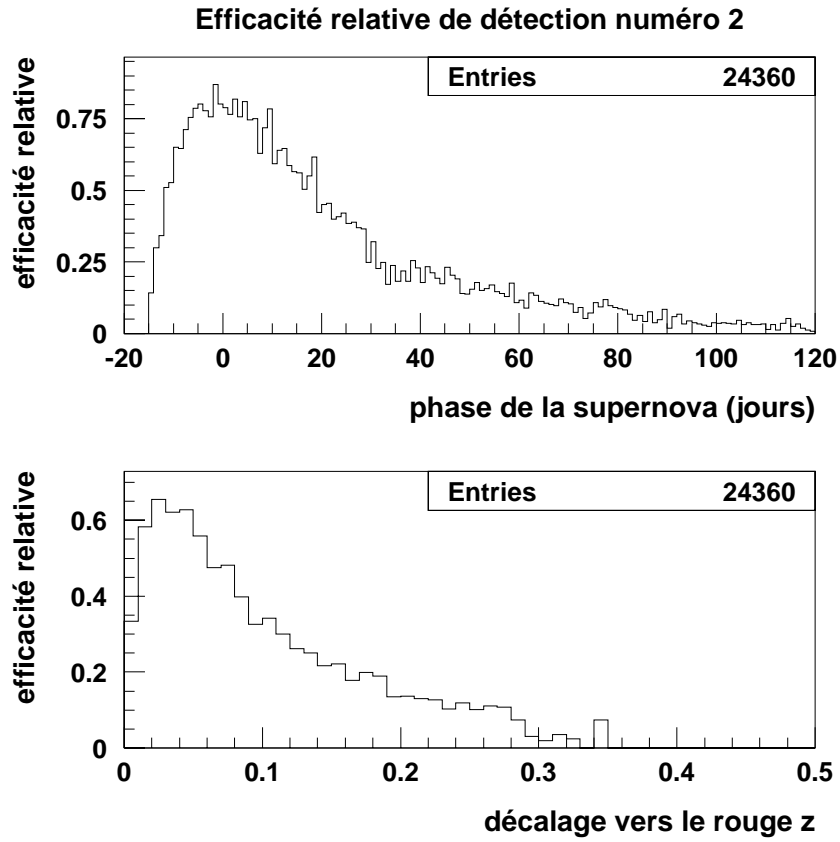


FIG. 6.50 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997, en haut: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase de la supernova. En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

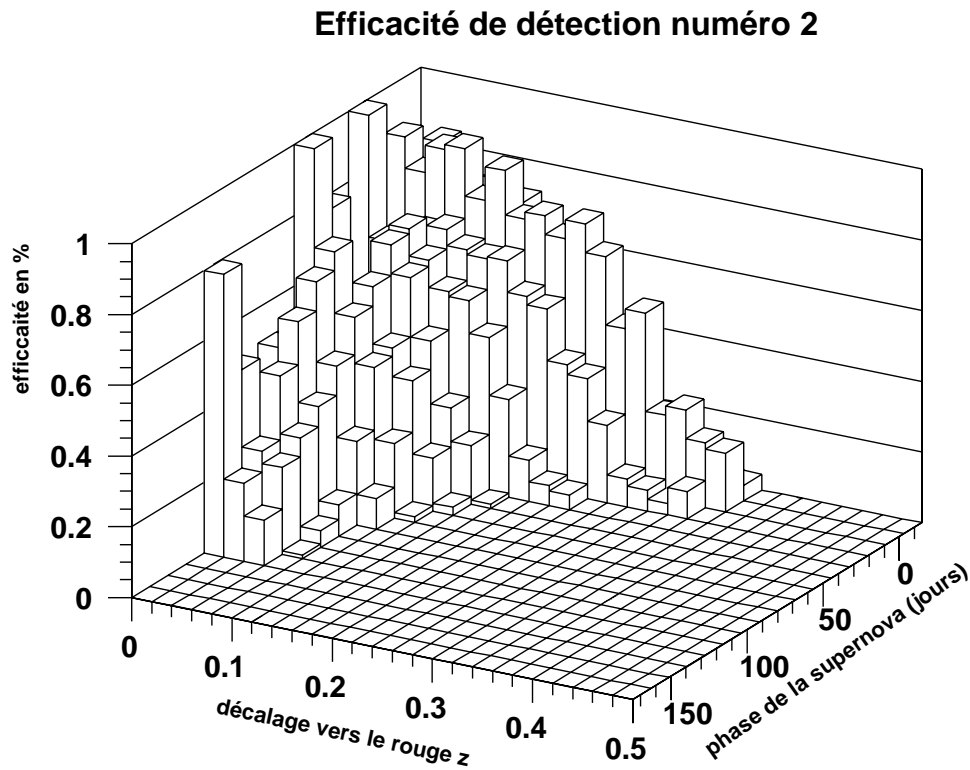


FIG. 6.51 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova dans la situation numéro 2 où la galaxie hôte vérifie le critère S2 qui impose entre autre $v_{\text{Eros}} \leq -4$.

En choisissant le seuil en flux $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500 \text{ ADU}$, et le critère S1 de sélection de la galaxie hôtes nous obtenons ainsi une distribution P1 indiquées en tirets sur les figures 6.53-a et b. De même, en imposant le critère S2, on détermine la distribution en décalage vers le rouge P2 indiquées en tirets sur les figures 6.54-a et b. Elle sont proches des distributions obtenues en imposant les coupures de l'analyse. Ce ne sont donc pas les coupures de l'analyse qui sont responsables des différences entre la distribution de décalage vers le rouge obtenu par simulation, et celles prédites par le calcul 3.12 du chapitre 3.

• **Etude de la coupure en magnitude des galaxies**

Nous visualisons ici l'effet de la sélection en magnitude des galaxies hôtes. En effet, pour une recherche n'imposant pas de coupure sur la magnitude de la galaxie hôte, le nombre de supernovae détectées en deçà de la magnitude limite $m_{\text{lim SN}}$ s'écrit :

$$\left. \frac{dN_{\text{SN}}}{dz} \right|_0 = \rho_L \times \mathcal{R} \times T_c(z; m_{\text{lim SN}}) \quad (6.56)$$

où ρ_L est la densité lumineuse de l'univers dans les unités $h^3 L_\odot \text{ Mpc}^{-3}$. C'est la formule 3.12 utilisée au chapitre 3 pour prédire la distribution en décalage vers le rouge attendue. Si on impose une magnitude limite $m \geq m_{\text{lim gal}}$ aux galaxies hôtes, ce nombre devient :

$$\frac{dN_{\text{SN}}}{dz} = \mathcal{R} \times T_c(z; m_{\text{lim SN}}) \times \int_{-\infty}^{M_{\text{lim;gal}}} \frac{dN_{\text{gal}}}{dM} L(M) dM \quad (6.57)$$

où $\frac{dN_{\text{gal}}}{dM}$ est la fonction de luminosité des galaxies, L la luminosité correspondant à la magnitude absolue M , et la magnitude absolue maximum des galaxies s'écrit :

$$M_{\text{lim;gal}} = m_{\text{lim gal}} + \mu_L(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda0}) + K_{\text{gal}}(z) \quad (6.58)$$

En adoptant une fonction de luminosité de Schechter simplifiée ($\phi_*, \alpha = -1, M_*$), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{SN}}}{dz} &= \phi_* \times \frac{1}{L_*} \times \mathcal{R} \times T_c(z; m_{\text{lim SN}}) \\ &\times \exp\left(-10^{-0.4 \times (m_{\text{lim gal}} - M_* - \mu_L(z) + K_{\text{gal}}(z))}\right) \\ &\sim \left. \frac{dN_{\text{SN}}}{dz} \right|_0 \times (1+z) \times e^{-C z^2} \end{aligned} \quad (6.59)$$

La deuxième équation s'obtient en approximant la distance de luminosité par $d_L \sim cz/H_0$ et la correction K par $K_{\text{gal}}(z) = 2.5 \log(1+z)$.

Lorsqu'on calcule la distribution de décalage vers le rouge attendue P1 (resp. P2), nous sommions sur les galaxies que nous avons sélectionnées par le critère S1 (resp. S2), de magnitude limite $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$ (resp. $v_{\text{Eros}} \leq -4$) ce qui est équivalent à intégrer sur une distribution théorique de galaxies tronquées à $M_{\text{lim gal}}$. Nous allons comparer les distributions P1 et P2 à la distribution théorique obtenue en adoptant la fonction de luminosité de Schechter du LCRS ($\alpha = -0.7, M_* = -20.29 + 5 \log h$), en modélisant l'efficacité par une fonction de Heaviside traduisant qu'en-deçà d'une magnitude limite V

$m_{\text{lim SN}}$, l'efficacité et de 100% , et de 0 % au de-là et en sélectionnant les galaxies jusqu'à une magnitude limite R_c $m_{\text{lim gal}}$.

La magnitude limite correspondant à à un flux en ADU dans la voie bleue $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500$ ADU et une couleur $V - R \sim 0.4$ est égale à:

$$m_{\text{lim SNV}} \sim 21.4 \quad (6.60)$$

La couleur, bien plus rouge que celle d'une supernova de type Ia au maximum, est dûe au décalage vers le rouge des supernovae considérée.

La magnitude limite R-Cousins corrigée de l'absorption Galactique $m_{\text{lim gal}_1}$ correspondant à la magnitude limite $v_{\text{Eros}} = -3.3$ est égale à $R_c \sim 19.1$, que nous décalons de $C = 0.3$ mag pour obtenir une magnitude limite dans le système du LCRS :

$$m_{\text{lim gal}_1}(\text{LCRS}) = 19.4 \quad (6.61)$$

Un raisonnement similaire permet de traduire la coupure à $v_{\text{Eros}} = -4$ correspondant à une magnitude corrigée de l'absorption Galactique $R_c \sim 18.4$ par la magnitude limite:

$$m_{\text{lim gal}_2}(\text{LCRS}) = 18.7 \quad (6.62)$$

La courbe théorique calculée au moyen de l'équation 6.60 en adoptant la magnitude limite $m_{\text{lim gal}_1}$ est superposée en trait plein épais à la distribution en décalage vers le rouge P1 sur la figure 6.53-b. La courbe est normalisée de manière à avoir la même intégrale que P1.

On effectue le même travail pour une magnitude limite $m_{\text{lim gal}_2}$, comparée de manière similaire à P2 sur la figure 6.54-b.

L'accord entre les distribution P1 et P2 et cette modélisation est satisfaisant: la différence observée entre la distribution en décalage vers le rouge calculé par Monte-Carlo et la distribution en décalage vers le rouge prévue au chapitre 3 s'explique donc par la coupure en magnitude que nous imposons à la galaxie hôte. Rappelons que nous imposons cette coupure (critère S1) afin d'engendrer des supernovae dans des galaxies identifiées, puisqu'on requiert ce critère pour la sélection des supernovae. Le critère S1 est remplacé par le critère S2, qui impose un seuil en magnitude plus sévère, pour tenir compte de l'impossibilité de distinguer les étoiles variables des galaxies lors de l'examen visuel.

La distribution en décalage vers le rouge des 4 supernovae de type Ia détectées pendant les campagnes d'octobre et novembre 1997 est indiquée sur les figures 6.53 et 6.54. Malgré le peu de statistique (toutes nos supernovae ne peuvent être classifiées faute de spectre), leur distribution s'accorde avec celle prévue par la simulation.

6.6.7 Efficacité de détection: campagne de novembre 1997

Deux caractéristiques distinguent la campagne d'octobre 1997 et la campagne de novembre 1997.

D'une part, les champs de recherche de la campagne de novembre 1997 souffrent d'une absorption moyenne en V $A(V) \sim 0.3$ mag et en R-Cousins $A(R_c) \sim 0.25$ mag (figure 6.7) plus importante que celle (pratiquement négligeable) qui affecte les champs de recherche de la campagne d'octobre 1997.

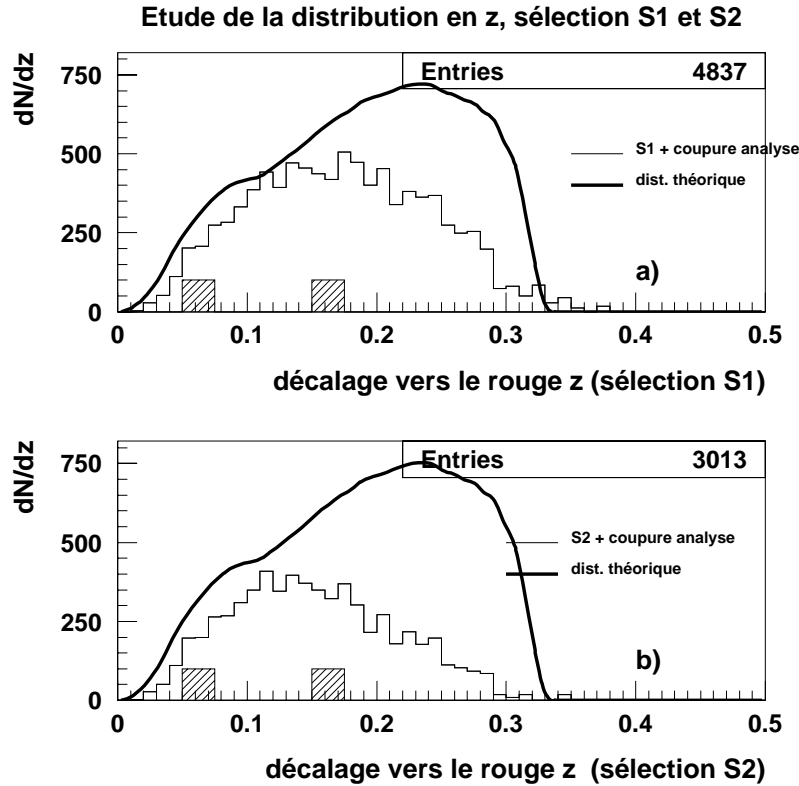


FIG. 6.52 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: distribution en décalage vers le rouge des supernovae simulées et détectées. En a), on a utilisé le critère de sélection S1 pour le choix des galaxies hôtes, et en b) le critère de sélection S2. En trait épais est indiquée la distribution théorique attendue telle qu’elle est calculée au chapitre 3 au moyen de l’équation 3.12, sans coupure sur la magnitude de la galaxie hôte. On constate qu’elle diffère de la distribution prédite par la simulation et de la distribution des supernovae de type Ia découvertes pendant la campagne d’octobre-novembre 1997 (en hachuré). Mentionnons que nous autorisons dans la simulation une variation de la luminosité de la supernova de type Ia de $\sigma = 0.2\text{mag}$, ce qui n’est pas le cas dans le calcul théorique: c’est pourquoi les supernovae de type Ia sont détectées jusqu’à $z \sim 0.4$ selon la simulation, et jusqu’à $z \sim 0.3$ selon le calcul théorique.

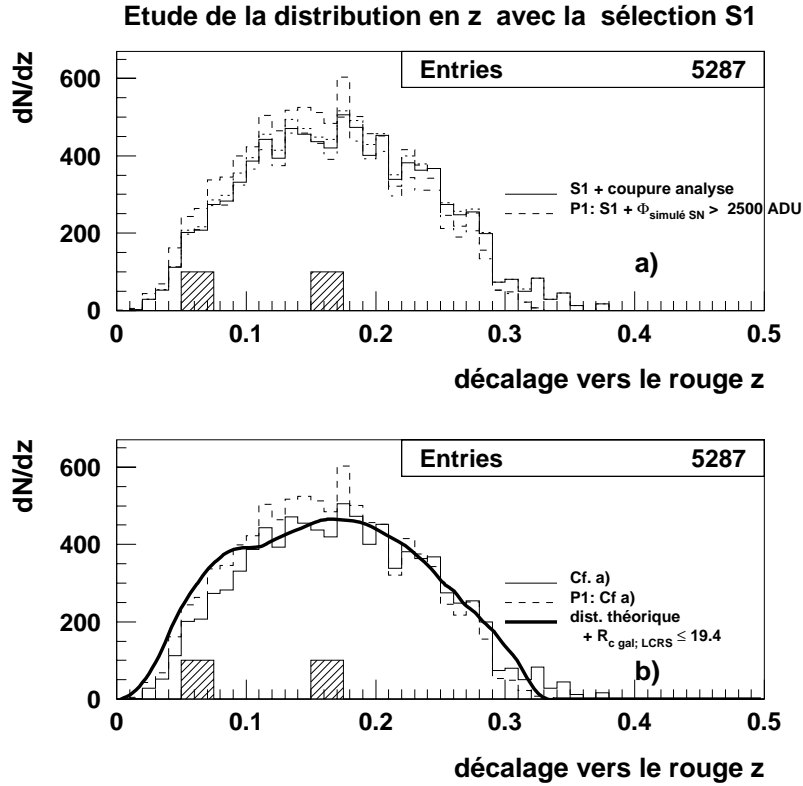


FIG. 6.53 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation . **a)** : en trait plein est indiquée la distribution obtenue lorsque les galaxies hôtes utilisées pour la simulation sont sélectionnées par la coupure S1. Les magnitudes des galaxies hôtes sont donc inférieures à $v_{\text{Eros}} = -3.3$. Lorsqu’on remplace les coupures de l’analyse par la simple coupure en flux sur les supernovae $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500$ ADU, mais que l’on conserve la coupure $C4'$ (resp. la coupure MC), on obtient l’histogramme tracé en points-tirets (resp. en pointillés). En trait tireté est indiquée la distribution P1 correspondant au cas “parfait” où l’efficacité ne dépend que du flux de la supernova simulée, et vaut 100 % au delà de $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500$ ADU et 0% en deçà. On conserve le critère S1 de sélection des galaxies. Ces quatre distributions diffèrent peu: la distribution obtenue pour l’efficacité “parfaite” (distribution P1) est une bonne approximation de celle prévue par la simulation, et le désaccord observé en figure 6.52 n’est donc pas dû aux coupures de l’analyse imposées aux supernovae. Ceci est vérifié en **b)**, où on a tracé en trait plein la courbe correspondant à la distribution théorique en décalage vers le rouge lorsqu’on impose aux supernovae la magnitude limite $V_{\text{lim. SN}} = 21.4$ et aux galaxies hôtes la magnitude limite (alignée sur l’échelle de magnitude du LCRS) $R_{\text{clim. gal.}} = 19.4$, qui correspond au seuil de S1. Elle est en accord raisonnable avec la distribution P1 en trait tiretés. Pour comparaison, le décalage vers le rouge des 4 supernovae de type Ia découvertes pendant la campagne de l’automne 1997 est indiqué en hachures.

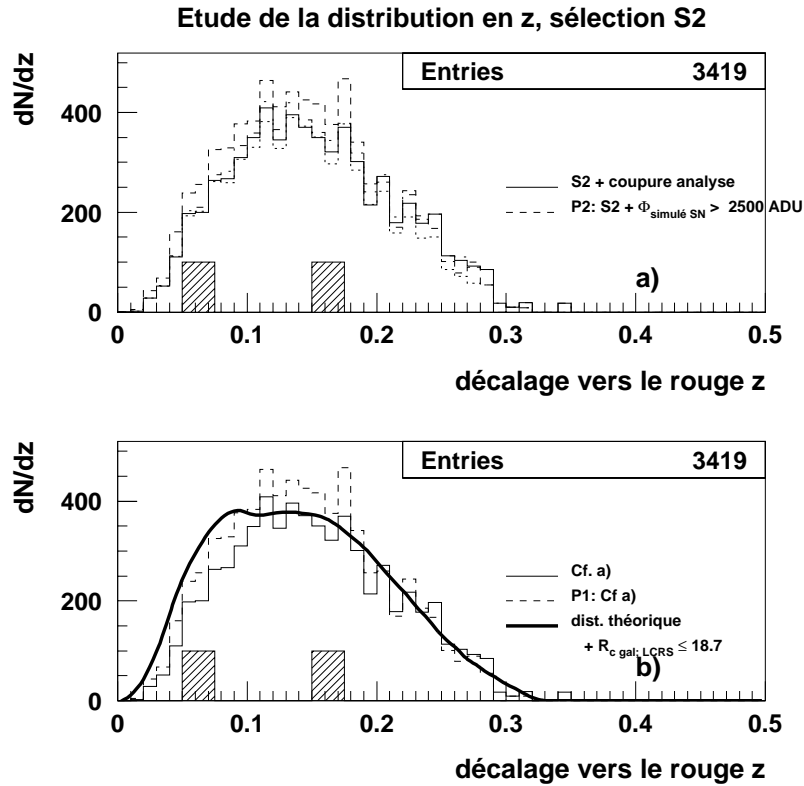


FIG. 6.54 – Pour les supernovae de type Ia et les champs de recherche d’octobre 1997: distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation. La légende est identique à la figure 6.53, mais nous avons remplacé la coupure S1 par la coupure S2. Les magnitudes des galaxies hôtes sont donc inférieures à $v_{\text{Eros}} = -4$. La distribution obtenue en remplaçant les coupures de l’analyse par la simple coupure en flux sur les supernovae $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500$ ADU, mais en conservant le critère de sélection S2, est la distribution P2, tracée en tirets. De même, la magnitude limite alignée sur l’échelle de magnitude du LCRS, imposée aux galaxies hôtes dans le calcul théorique (trait plein épais) est $R_{c, \text{lim. gal.}} = 18.7$. Les conclusions sont identiques à celles de la figure 6.53.

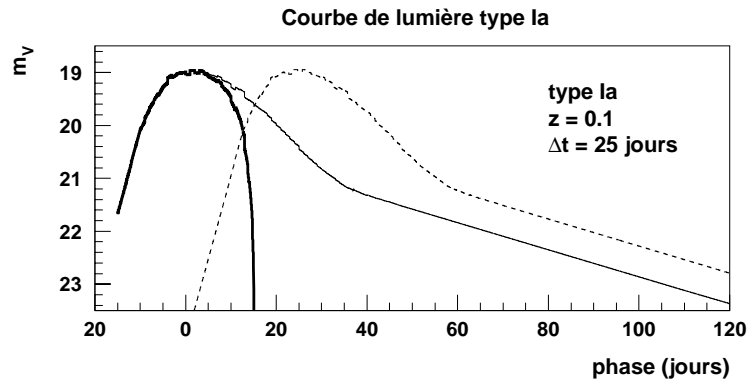


FIG. 6.55 – Courbe de lumière effective (trait épais) d'une supernova de type Ia à $z = 0.1$ telle qu'elle est mesurée sur l'image soustraite obtenue à partir d'une image courante et d'une image référence séparées de $\Delta t = 25$ jours. Elle est obtenue en soustrayant le flux de la supernova sur l'image courante (trait fin) du flux de la supernova sur l'image référence (trait fin tireté).

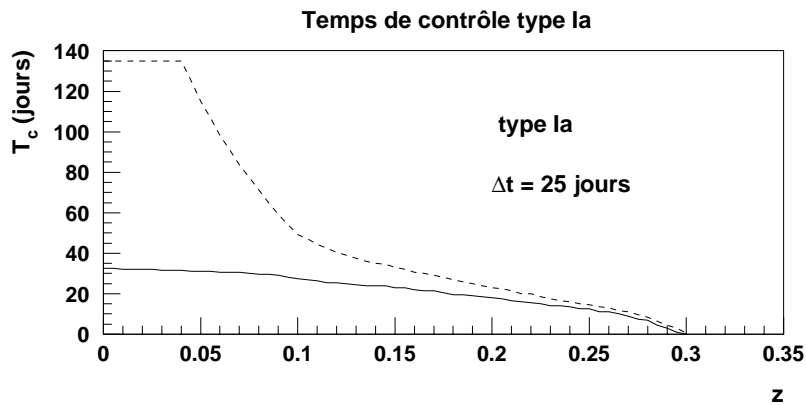


FIG. 6.56 – Temps de contrôle (trait plein) en fonction du décalage vers le rouge pour une supernova de type Ia dont l'image courante et l'image référence sont séparées de $\Delta t = 25$ jours. En trait tireté est indiqué le temps de contrôle correspondant à un intervalle de temps $\Delta t = \infty$. La magnitude limite est égale à $m_V = 21.1$.

D'autre part, l'intervalle de temps écoulé entre l'image référence et l'image de recherche (image courante) est en moyenne de $\Delta t \sim 25$ jours pour la campagne de novembre 1997, alors qu'il était en moyenne de $\Delta t \sim 200$ jours pour la campagne d'octobre 1997. La courbe de lumière effective d'une supernova de type Ia de décalage vers le rouge $z = 0.1$ détectée sur l'image soustraite obtenue à partir de deux images séparées de $\Delta t = 25$ jours est présentée en figure 6.55. Le temps de contrôle correspondant est comparé au temps de contrôle obtenu dans le cas $\Delta t = \infty$ en figure 6.56: il est considérablement réduit.

- **Efficacité de détection**

L'efficacité de détection pour la campagne de novembre 1997 est similaire à celle obtenue pour la campagne d'octobre 1997 (figure 6.57), sauf en ce qui concerne l'efficacité en fonction du décalage vers le rouge z et de la phase T . Ces distributions sont présentées en figure 6.58 6.59, 6.60 et 6.61.

- **Distribution en décalage vers le rouge**

La distribution en décalage vers le rouge des supernovae simulées et détectées (critères numéro 1 ou 2) est présentée en figure 6.62 et 6.63 (trait plein fin). La distribution P1 (resp. P2) correspondant à une efficacité de 100 % au-delà d'un flux simulé de 2500 ADU, de 0 % en-deça, et au critère de sélection des galaxies hôtes S1 (resp. S2) est aussi indiquée sur la figure 6.62 (resp. 6.63).

Pour modéliser cette distribution, nous tenons compte de la dépendance du temps de contrôle en fonction de l'intervalle de temps Δt , que nous prenons égal à 25 jours:

$$\frac{dN_{SN}}{dz} = \mathcal{R} \times T_c(z; \Delta t; m_{\text{lim SN}}) \times \int_{-\infty}^{M_{\text{lim;gal}}} \frac{dN_{\text{gal}}}{dM} L(M) dM \quad (6.63)$$

$\Delta t \sim 25$ jours

où $\frac{dN_{\text{gal}}}{dM}$ est la fonction de luminosité des galaxies modélisée par la fonction de Schechter du LCRS, $M_{\text{lim;gal}}$, la magnitude absolue maximum des galaxies s'écrit:

$$M_{\text{lim;gal}} = m_{\text{lim gal}} + \mu_L(z; \Omega_{M0}, \Omega_{\Lambda 0}) + K_{\text{gal}}(z) \quad (6.64)$$

De plus, l'absorption qui affecte les champs de recherche de novembre 1997 modifie les magnitudes limites adoptées. Ainsi, au seuil de détection des supernovae de 2500 ADU correspond pour les supernovae de type Ia la magnitude limite:

$$m_{\text{lim SNV}} \sim 21.1 \quad (6.65)$$

La magnitude limite R-Cousins corrigée de l'absorption Galactique $m_{\text{lim gal}_1}$ correspondant à la magnitude limite $v_{\text{Eros}} = -3.3$ (critère S1) et alignée sur l'échelle de magnitude du LCRS est égale à :

$$m_{\text{lim gal}_1}(\text{LCRS}) = 19.1 \quad (6.66)$$

Celle correspondant à la magnitude limite $v_{\text{Eros}} = -4$ (critère S2) est égale à :

$$m_{\text{lim gal}_2}(\text{LCRS}) = 18.4 \quad (6.67)$$

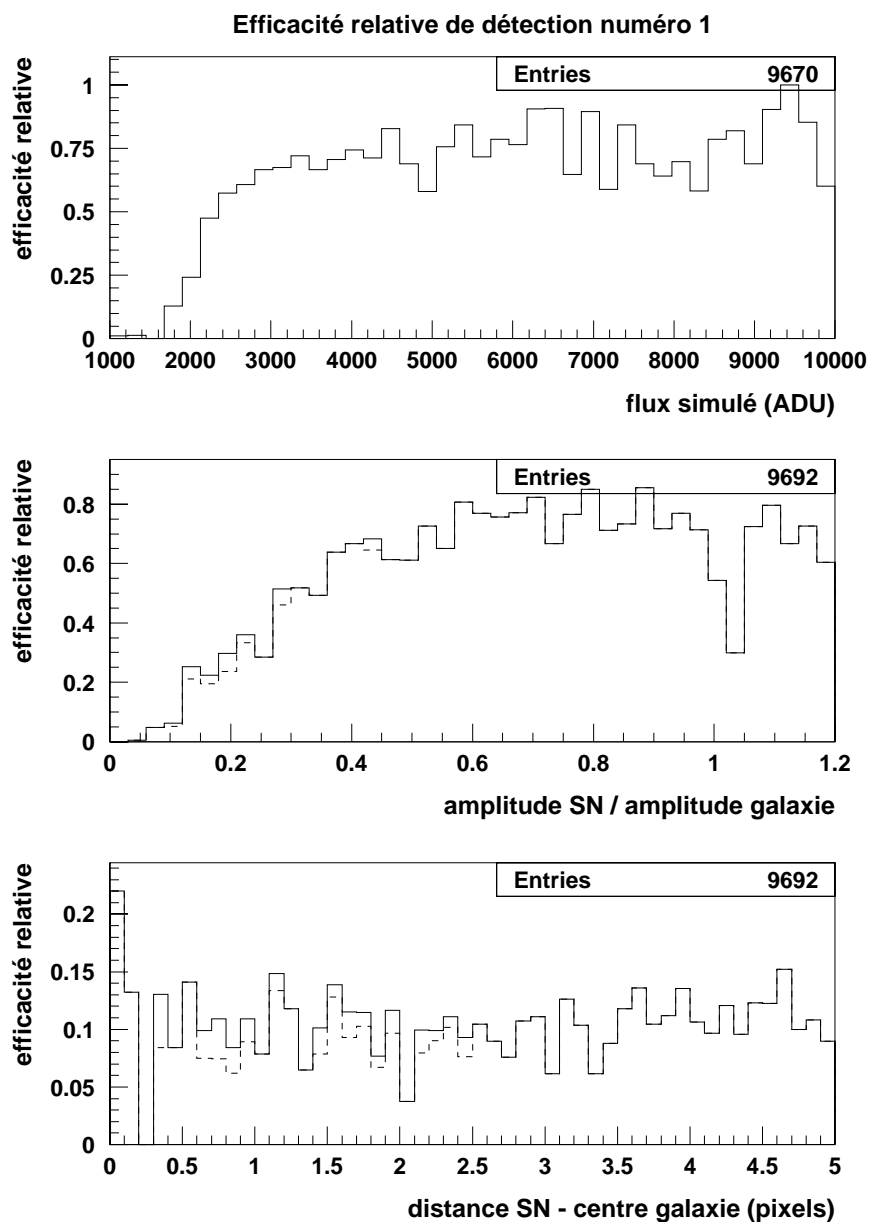


FIG. 6.57 – Pour la campagne de recherche de novembre 1997, et les supernovae de type Ia: dépendance de l'efficacité relative de détection numéro 1 en fonction du flux en ADU de la supernova simulée (en haut), du rapport des amplitudes de la supernova simulée et de la galaxie hôte (au milieu), et de la distance en pixels de la supernova simulée au centre de la galaxie (en bas) pour la campagne de recherche de novembre 1997. Elle est similaire à celle obtenue pour la campagne de recherche d'octobre 1997 (figure 6.44).

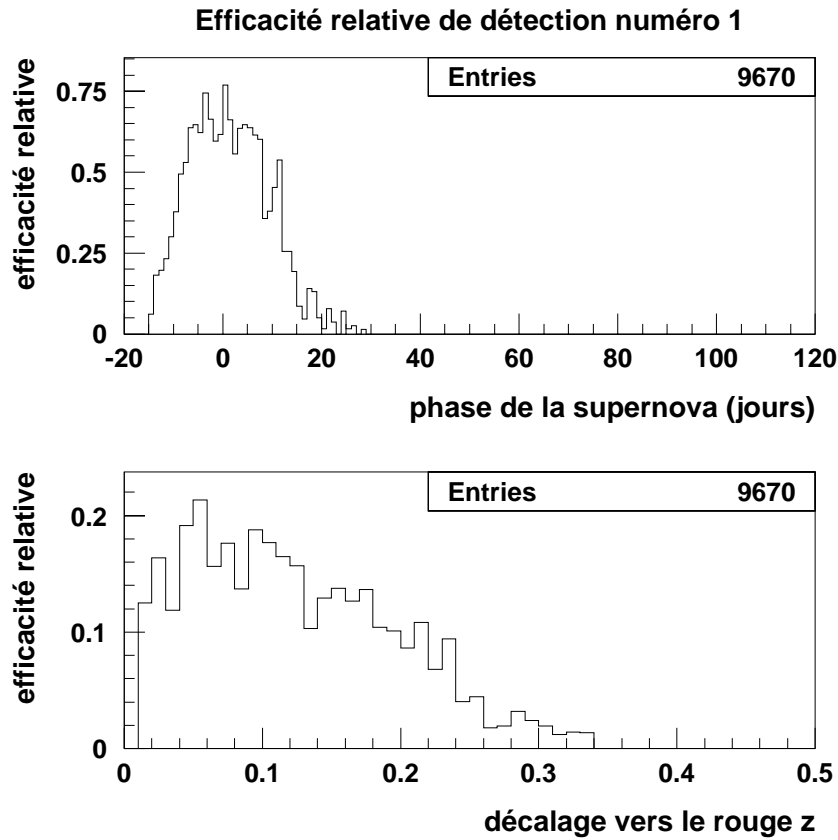


FIG. 6.58 – Pour la campagne de recherche de novembre 1997, et les supernovae de type Ia, en haut: efficacité relative numéro 1 en fonction de la phase de la supernova (instant d'émission de la lumière observée, compté à partir de l'instant de luminosité maximum dans le référentiel de la supernova). En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova. La coupure de l'efficacité relative en fonction de la phase est due à l'intervalle de temps réduit ($\Delta t \sim 25$ jours en moyenne) séparant l'image référence de l'image courante.

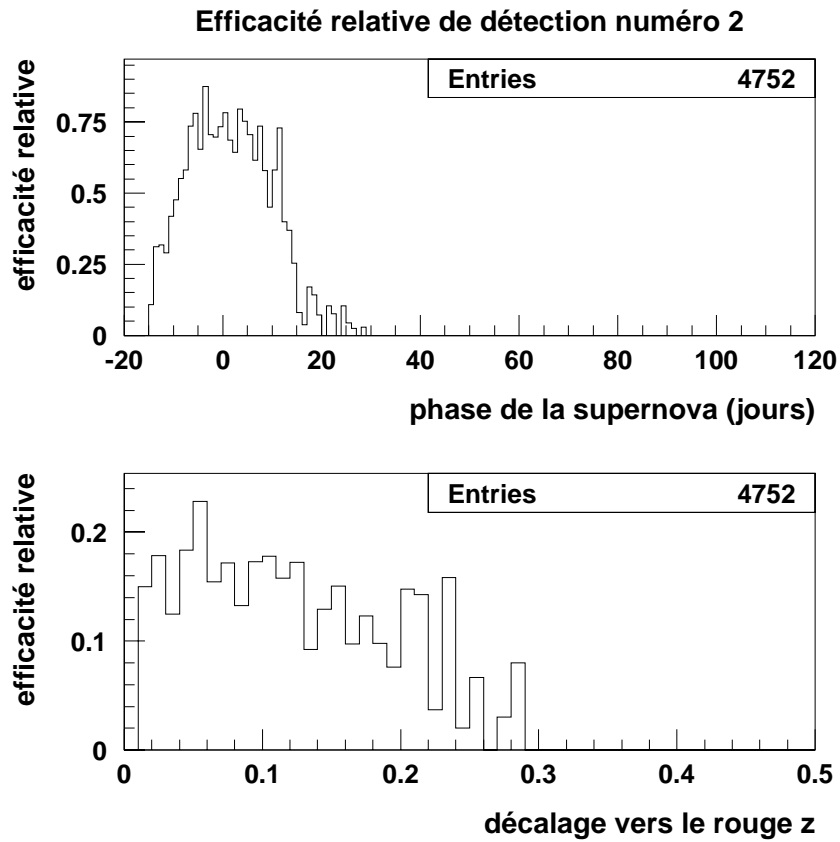


FIG. 6.59 – Pour la campagne de recherche de novembre 1997 et les supernovae de type Ia, en haut: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase de la supernova. En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

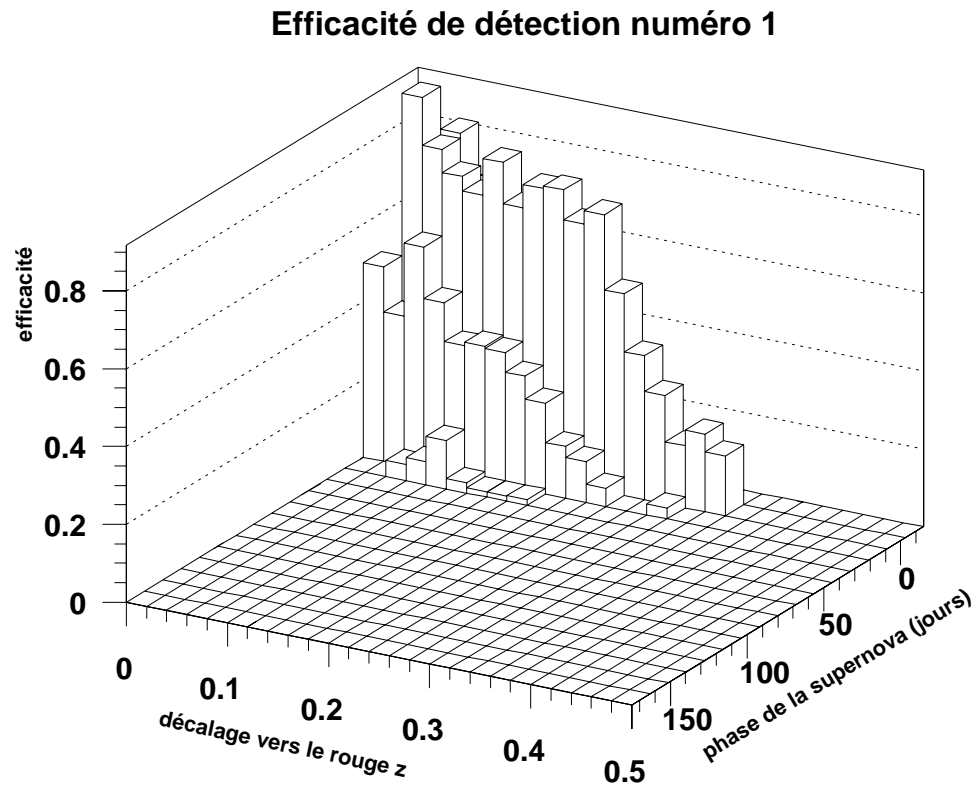


FIG. 6.60 – Pour la campagne de recherche de novembre 1997 et les supernovae de type Ia: efficacité relative numéro 1 en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova dans la situation numéro 1 où la galaxie hôte vérifie le critère S1 qui impose entre autre $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$.

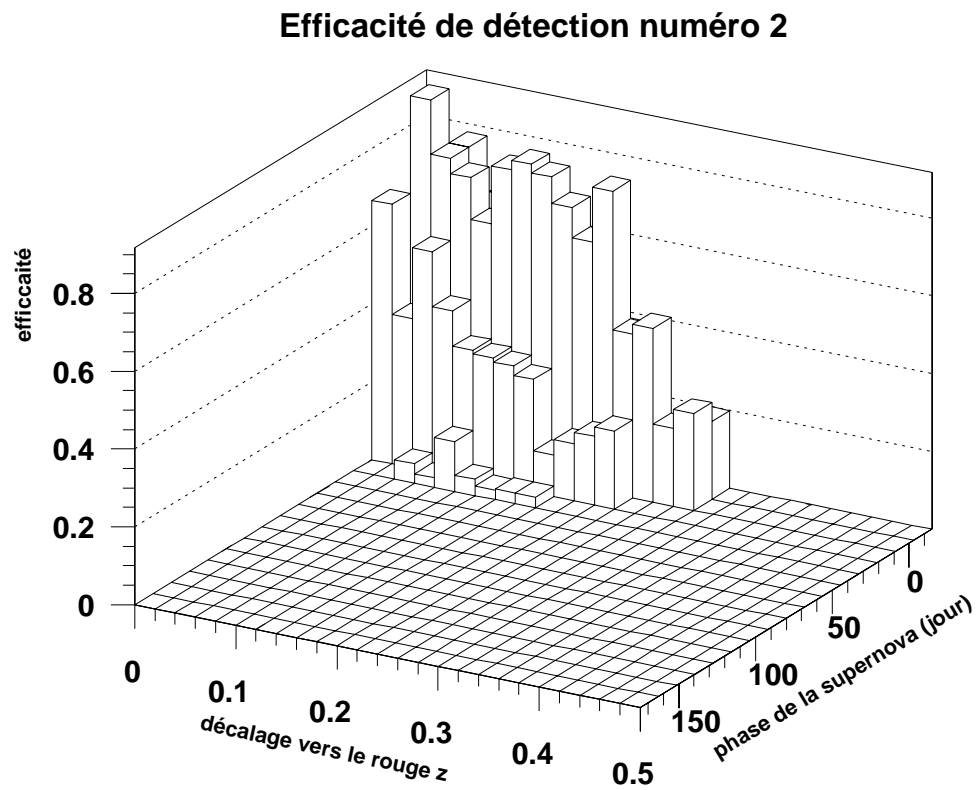


FIG. 6.61 – Pour la campagne de recherche de novembre 1997 et les supernovae de type Ia: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova dans la situation numéro 2 où la galaxie hôte vérifie le critère S2 qui impose entre autre $v_{\text{Eros}} \leq -4$.

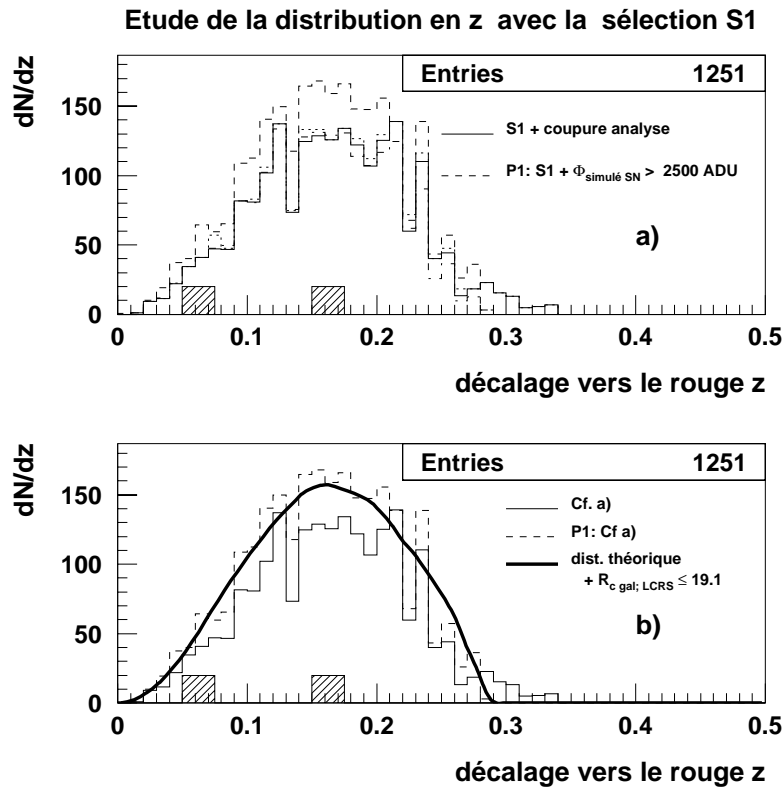


FIG. 6.62 – *Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type Ia lors de la campagne de novembre 1997. La légende est semblable à celle de la figure 6.53. En a), la distribution prévue par la simulation (trait plein) est comparée à celle obtenue en relâchant les coupures de l'analyse, pour ne garder finalement (trait tireté) que le critère de sélection S1 et une coupure de 2500 ADU sur le flux simulé. En b) est indiquée en trait plein épais la courbe correspondant à la distribution théorique en décalage vers le rouge lorsqu'on impose aux supernovae la magnitude limite $V_{\text{lim, SN}} = 21.1$ (correspondant pour les champs de novembre 1997 à une coupure en flux à 2500 ADU) et aux galaxies hôtes la magnitude limite (alignée sur l'échelle de magnitude du LCRS, et correspondant à la magnitude $v_{\text{Eroc}} = -3.3$) $R_{\text{c lim, gal.}} = 19.1$, qui correspond au seuil de S1. Elle est en accord raisonnable avec la distribution P1 en trait tireté. Pour comparaison, le décalage vers le rouge des 4 supernovae de type Ia découvertes pendant la campagne de l'automne 1997 est indiqué en hachures.*

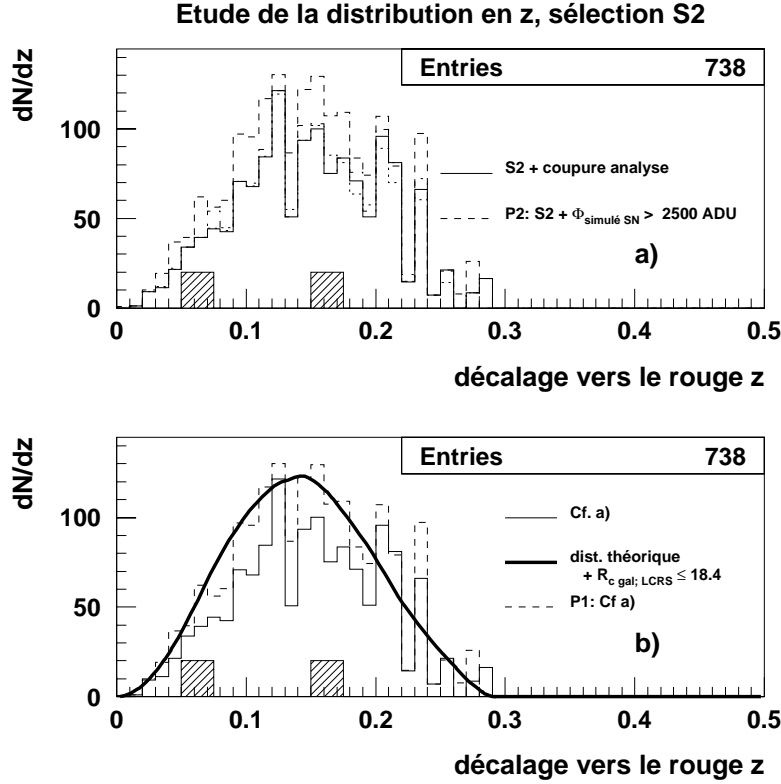


FIG. 6.63 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type Ia lors de la campagne de novembre 1997. La légende est identique à la figure 6.62, mais nous avons remplacé la coupure S1 par la coupure S2. Les magnitudes des galaxies hôtes sont donc inférieures à $v_{\text{Eros}} = -4$. La distribution obtenue en remplaçant les coupures de l'analyse par la simple coupure en flux sur les supernovae $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500 \text{ ADU}$, mais en conservant le critère de sélection S2, est la distribution P2, tracée en tirets. Elle est similaire à la prédiction théorique (trait épais) correspondant à une magnitude limite $V_{\text{lim.SN}} = 21.1$ pour les supernovae et une magnitude limite correspondant à la limite $v_{\text{Eroc}} = -4$ et alignée sur l'échelle de magnitude du LCRS $R_{\text{elim.gal.}} = 18.4$ pour leur galaxie hôte.

La courbe théorique calculée au moyen de l'équation 6.64 en adoptant la magnitude limite $m_{\text{lim gal}_1}$ est comparée en figure 6.62 à la distribution P1 correspondant au critère S1 (traits tiretés). La distribution théorique est normalisée de manière à avoir la même intégrale que P1. De nouveau, notre modèle reproduit correctement la simulation Monte-Carlo. La courbe théorique calculée en adoptant la magnitude limite $m_{\text{lim gal}_1}$ est comparée en figure 6.63 à la distribution P2 correspondant au critère S2. La conclusion est identique.

6.7 Efficacité de détection (supernovae de type II-plateau)

Nous présentons ici les caractéristiques de l'efficacité relative de détection des supernovae de type II-plateau pour la campagne d'octobre 1997, et plus brièvement cette même efficacité relative lors de la campagne de novembre 1997.

6.7.1 Campagne d'octobre 1997

La dépendance de l'efficacité relative en fonction des paramètres utilisés par les coupures de l'analyse est indiquée en figures 6.64 (critère de sélection des galaxies hôtes S1, i.e. efficacité numéro 1) et 6.64 (critère S2, c'est-à-dire efficacité numéro 2). L'impact de la coupure C4' est de nouveau peu important.

L'efficacité relative en fonction des caractéristiques de la galaxie hôte est présentée en figure 6.66 (efficacité numéro 1) et 6.67 (efficacité numéro 2): son comportement est similaire à celui obtenu pour la simulation des supernovae de type Ia.

L'efficacité relative en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova est indiquée en figure 6.68 et 6.69: on constate que du fait de leur courbe de lumière très plate, l'efficacité relative de détection des supernovae de type II-plateau est relativement constante jusqu'à $T \sim 100$ jours. En revanche, l'efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge chute très rapidement et est nulle pour $z \gtrsim 0.2$. L'efficacité relative en fonction de du décalage vers le rouge et de la phase est présentée en figure 6.70 et 6.71.

La distribution en décalage vers le rouge prévue par la simulation est indiquée en trait fin en figure 6.72 (sélection des galaxies hôtes par S1) et 6.73 (sélection des galaxies hôtes par S2). Elle y est comparée, comme précédemment, à l'efficacité relative obtenue en appliquant seulement le critère de sélection des galaxies hôtes S1 ou S2 ainsi qu'un seuil à 2500 ADU sur le flux simulé de la supernova (trait tireté). Elle est aussi comparée à la modélisation théorique, où on a tenu compte de la dispersion en magnitude appliquée au patron de courbe de lumière, et de la coupure en magnitude apparente sur la galaxie hôte. La magnitude limite V adoptée pour cette modélisation correspondant au seuil de 2500 ADU est égale à:

$$m_{\text{lim SNV}} \sim 21.4 \tag{6.68}$$

pour les supernovae de type II-plateau simulées. La magnitude limite R_c de sélection des galaxies est celle adoptée pour le calcul similaire effectué pour les supernovae de type Ia et l'acampagne d'octobre 1997.

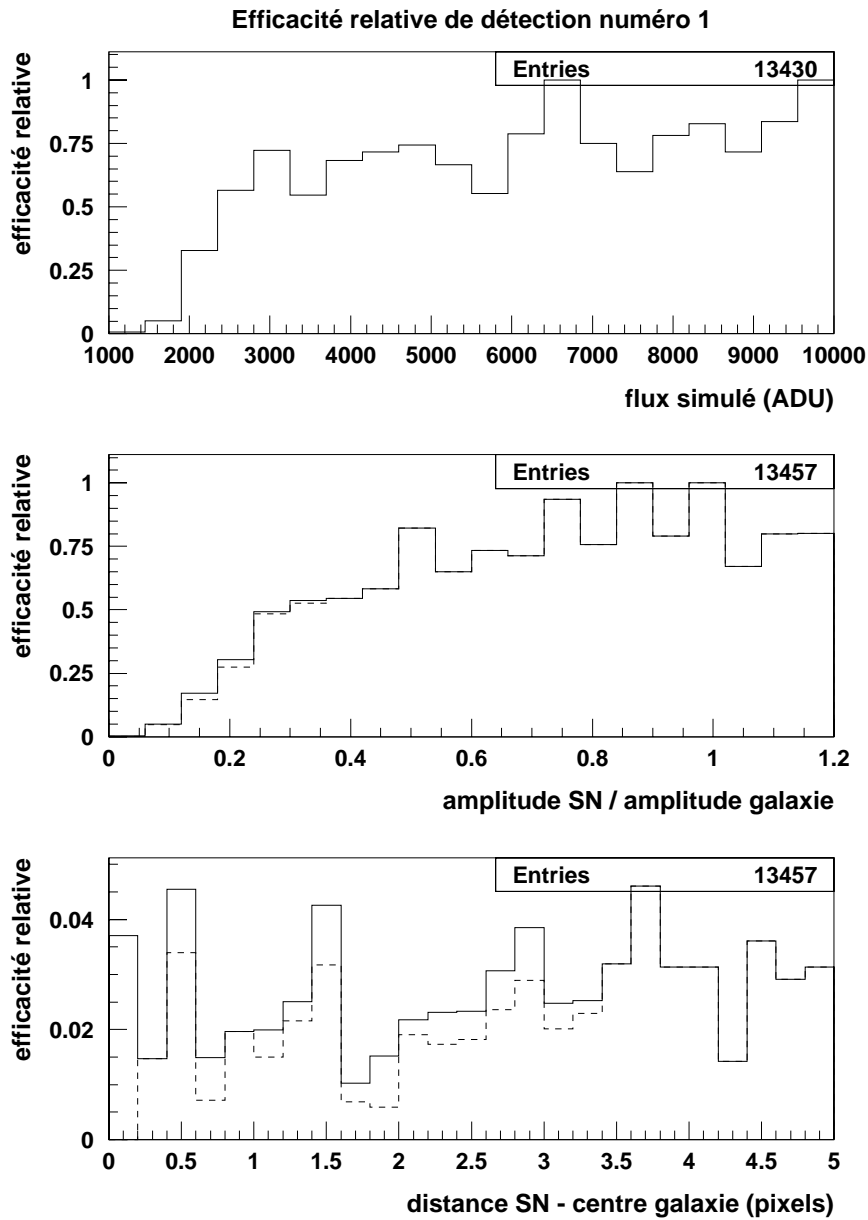


FIG. 6.64 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-plateau: dépendance de l’efficacité relative de détection numéro 1 en fonction du flux en ADU de la supernova simulée (en haut), du rapport des amplitudes de la supernova simulée et de la galaxie hôte (au milieu), et de la distance en pixels de la supernova simulée au centre de la galaxie (en bas). Sur les deux figures du bas, l’efficacité relative est tracée en trait plein lorsque la coupure C4’ qui permet d’éliminer les défauts de soustraction n’est pas imposée, et en tirets quand on l’impose.

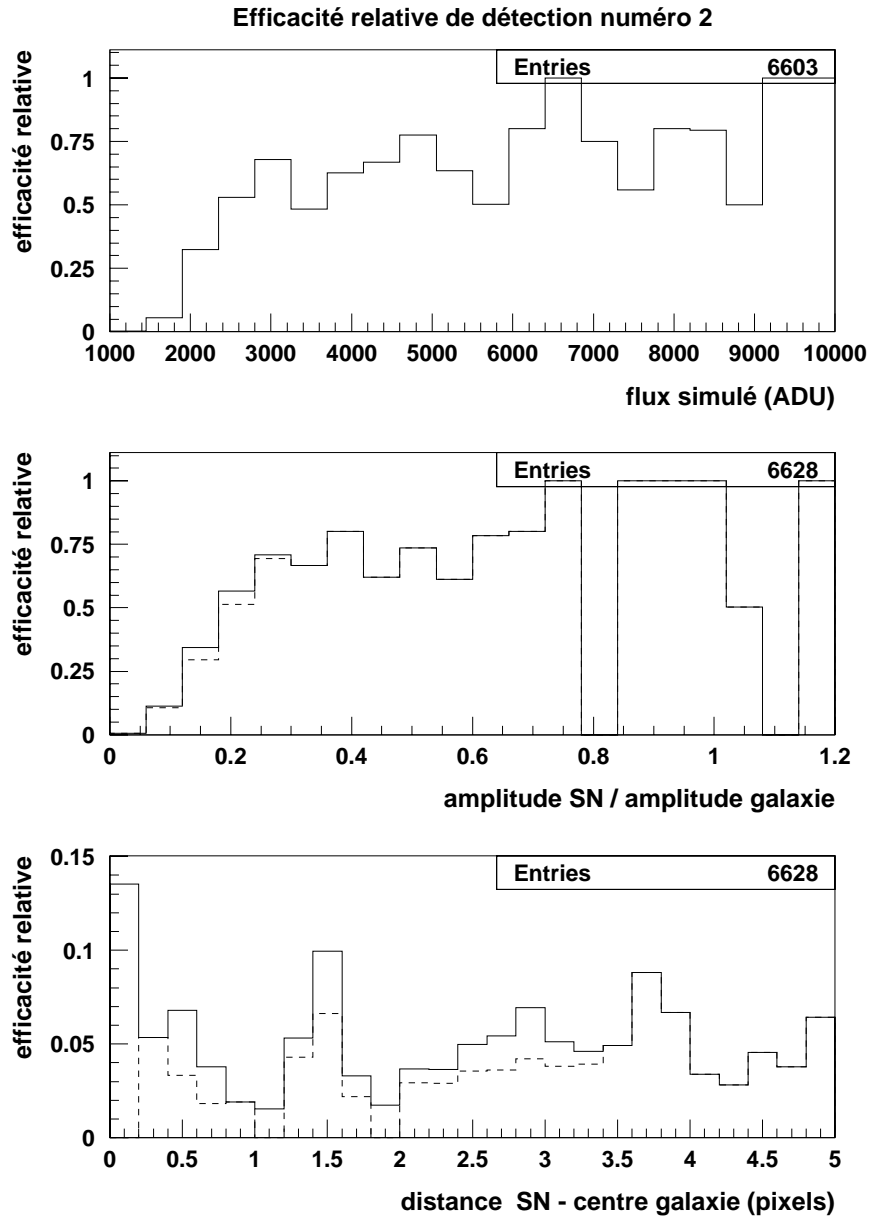


FIG. 6.65 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-plateau: dépendance de l’efficacité relative de détection numéro 2 en fonction du flux en ADU de la supernova simulée (en haut), du rapport des amplitudes de la supernova simulée et de la galaxie hôte (au milieu), et de la distance en pixels de la supernova simulée au centre de la galaxie (en bas). Sur les deux figures du bas, on a tracé l’efficacité relative en trait plein lorsque la coupure $C4'$ (élimination des défauts de soustraction) est supprimée, et en tirets quand elle est appliquée.

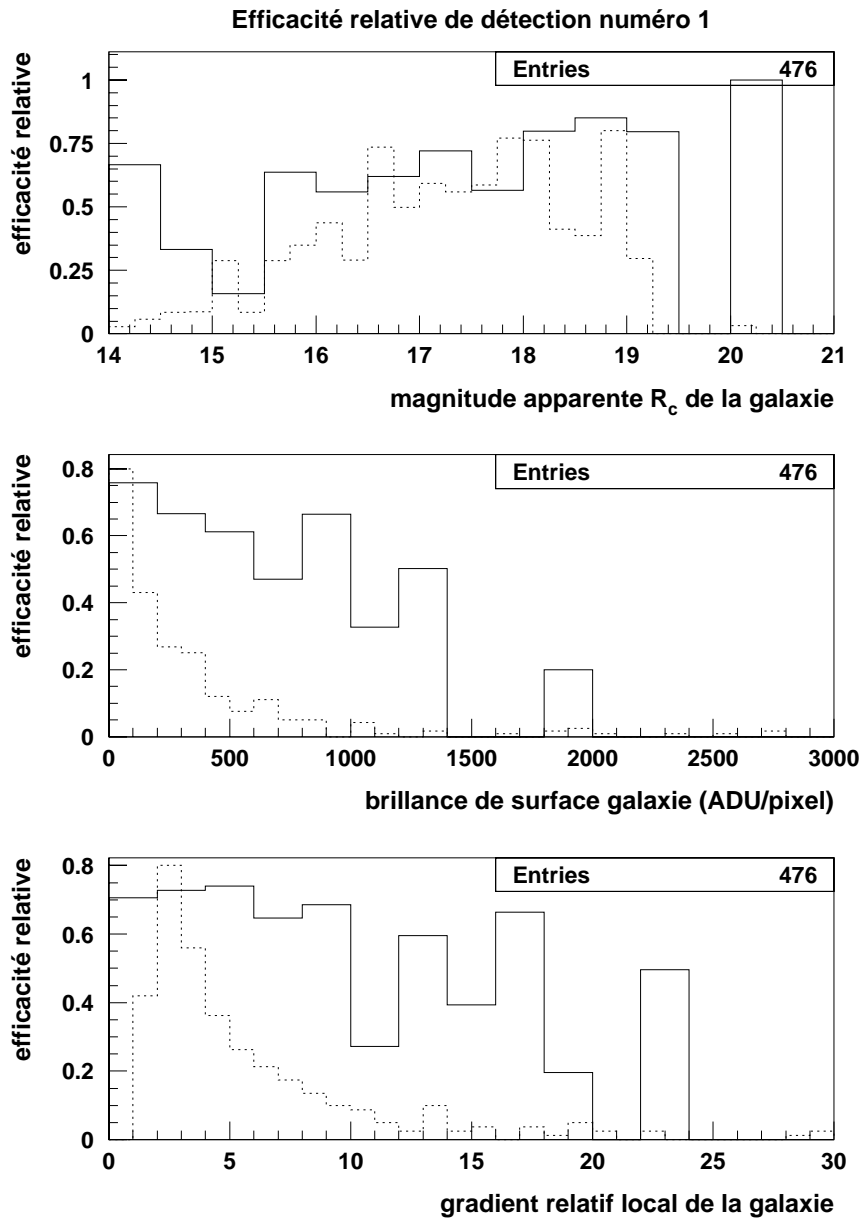


FIG. 6.66 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-plateau: efficacité relative de détection numéro 1 en fonction de la magnitude R_c , de la brillance de surface locale (en ADU) et du gradient local relatif de la galaxie (en trait plein). Pour ce calcul, nous utilisons des supernovae de type II-plateau de flux similaire, compris entre 3000 et 6000 ADU. En pointillé est indiquée la distribution de ces mêmes variables pour les galaxies hôtes utilisées pour la simulation: leur distribution coïncide avec le maximum de l’efficacité relative.

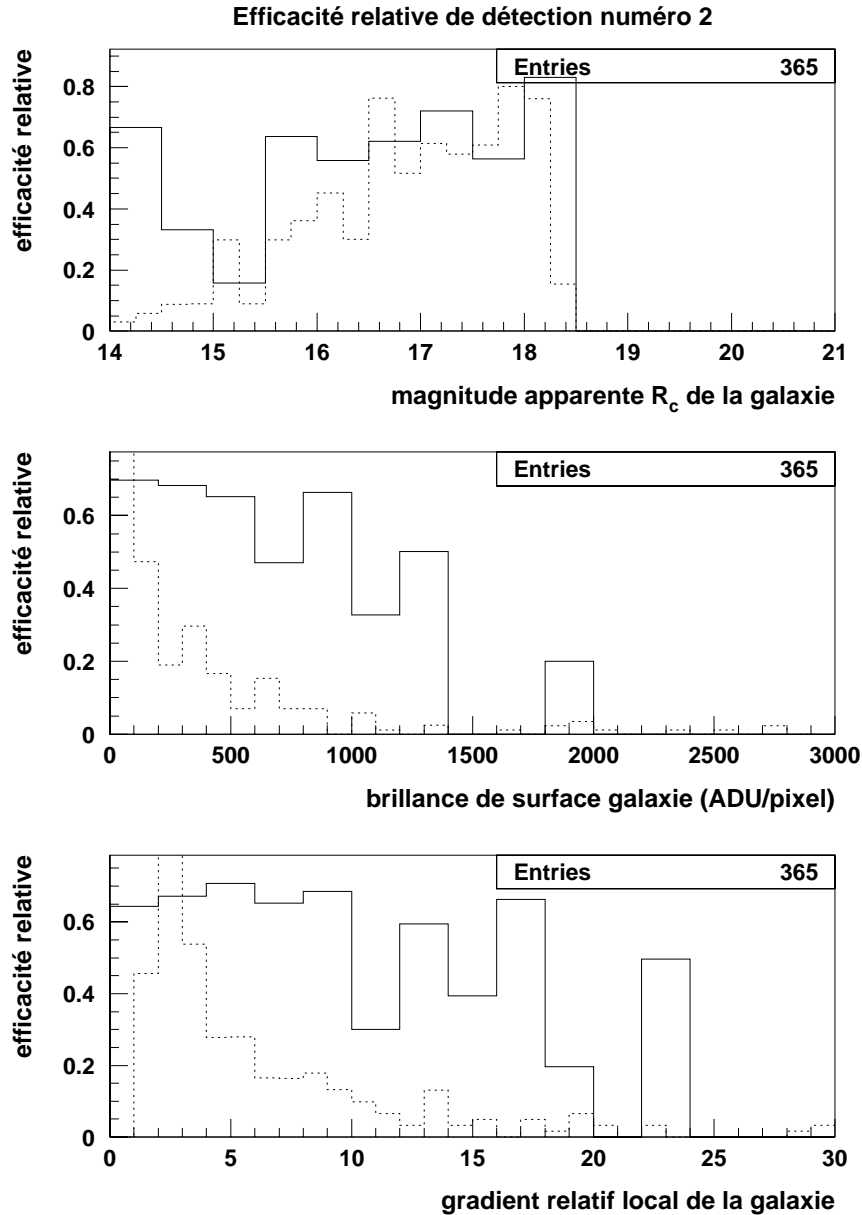


FIG. 6.67 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-plateau: efficacité relative de détection numéro 2 en fonction de la magnitude R_c , de la brillance de surface locale (en ADU) et du gradient relatif local de la galaxie (en trait plein). Pour ce calcul, nous utilisons des supernovae de flux similaire, compris entre 3000 et 6000 ADU. En pointillé est indiquée la distribution de la magnitude apparente, de la brillance de surface locale (en ADU) et du gradient relatif local des galaxies hôtes utilisées. On constate que cette distribution coïncide relativement avec le domaine où l’efficacité relative est maximale.

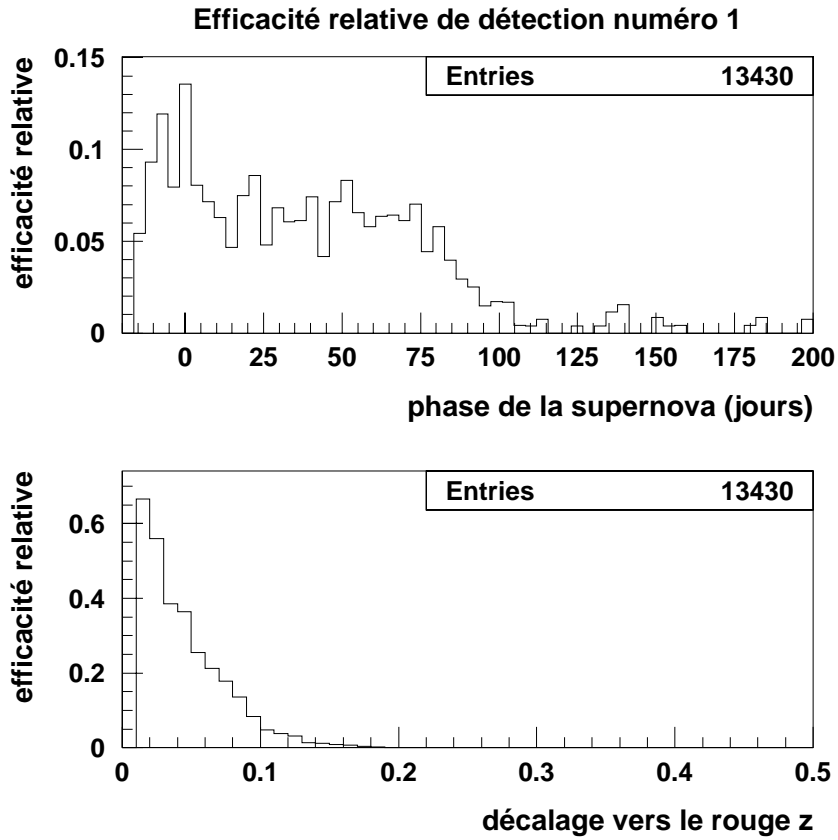


FIG. 6.68 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-plateau, en haut: efficacité numéro 1 en fonction de la phase de la supernova (instant d’émission de la lumière observée, compté à partir de l’instant de luminosité maximum dans le référentiel de la supernova). En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

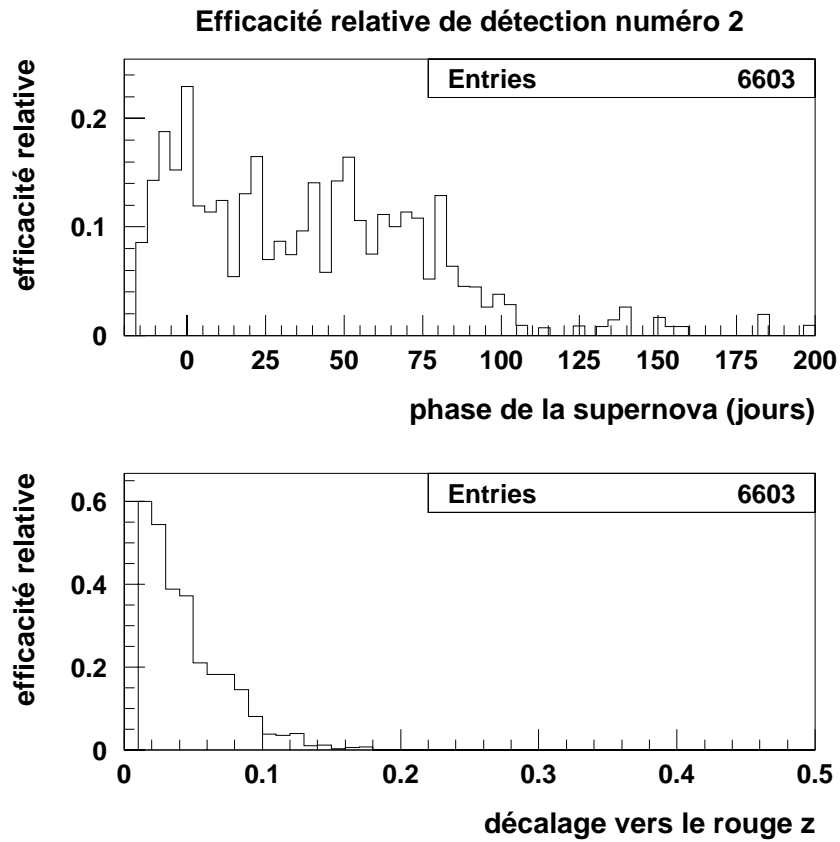


FIG. 6.69 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-plateau, en haut: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase de la supernova. En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

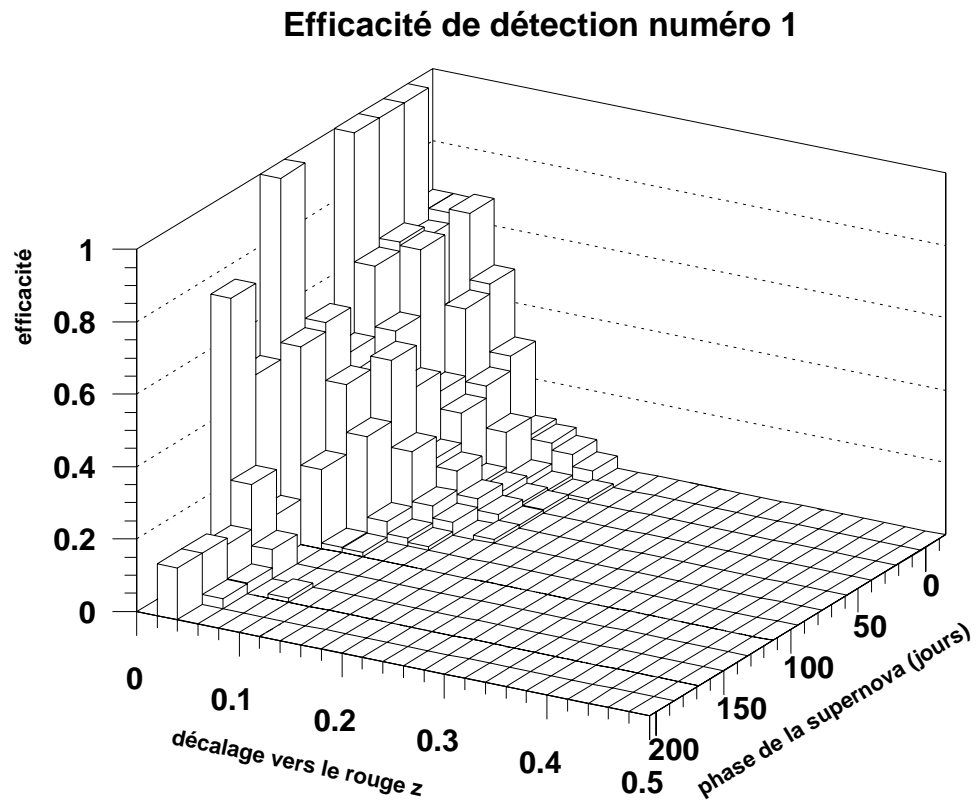


FIG. 6.70 – Campagne d’octobre 1997, supernovae de type II-plateau: efficacité relative numéro 1 en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova dans la situation numéro 1 où la galaxie hôte vérifie le critère S1 qui impose entre autre $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$.

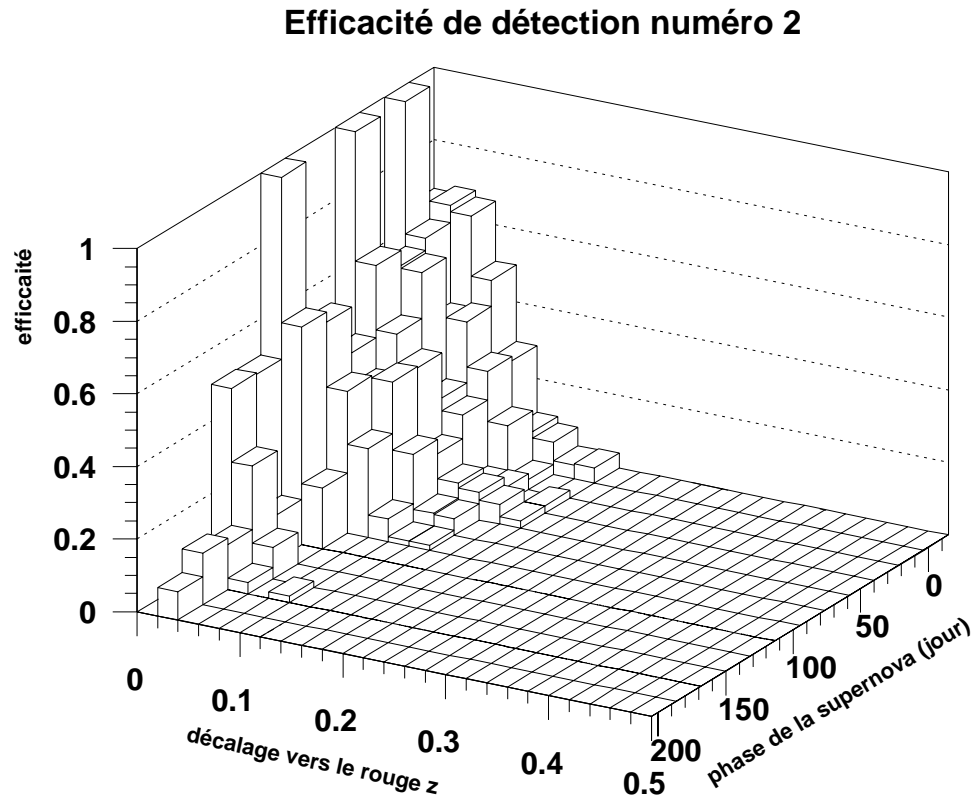


FIG. 6.71 – Campagne d’octobre 1997, supernovae de type II-plateau: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova dans la situation numéro 2 où la galaxie hôte vérifie le critère S2 qui impose entre autre $v_{\text{Eros}} \leq -4$.

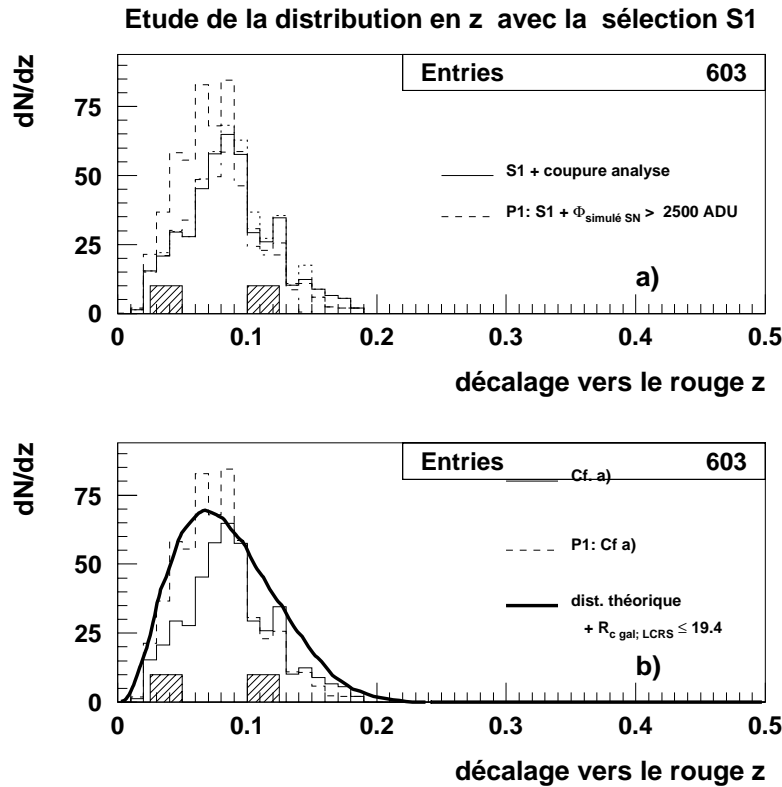


FIG. 6.72 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type II-plateau lors de la campagne d'octobre 1997. La légende est semblable à celle de la figure 6.53. En **a)**, la distribution prévue par la simulation (trait plein) est comparée à celle obtenue en supprimant les coupures de l'analyse, pour ne garder finalement (trait tireté) que le critère de sélection S1 et une coupure de 2500 ADU sur le flux simulé. En **b)** est indiquée en trait plein épais la courbe correspondant à la distribution théorique en décalage vers le rouge lorsqu'on impose aux supernovae la magnitude limite $V_{\text{lim. SN}} = 21.4$ (correspondant pour les champs d'octobre 1997 et les supernovae de type II à une coupure en flux à 2500 ADU) et aux galaxies hôtes la magnitude limite $R_{c \text{ lim. gal.}} = 19.4$, qui correspond au seuil de S1. Elle est en accord raisonnable avec la distribution P1 en trait tireté. Pour comparaison, le décalage vers le rouge des 2 supernovae vraisemblablement de type II-plateau découvertes pendant la campagne de l'automne 1997 est indiqué en hachures.

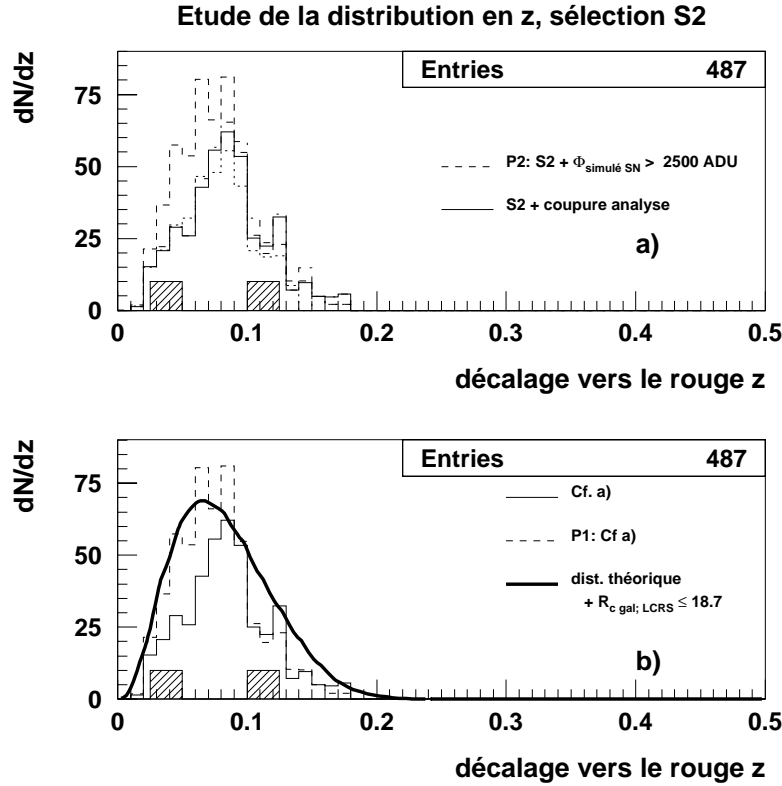


FIG. 6.73 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation. La légende est identique à la figure 6.73, mais nous avons remplacé la coupure S1 par la coupure S2. La distribution obtenue en remplaçant les coupures de l'analyse par la simple coupure en flux sur les supernovae $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500$ ADU, mais en conservant le critère de sélection S2, est la distribution P2, tracée en tirets. Elle est similaire à la prédiction théorique (trait épais) correspondant à une magnitude limite $V_{\text{lim. SN}} = 21.4$ pour les supernovae et une magnitude limite, correspondant à la limite $v_{\text{EroC}} = -4$, alignée sur l'échelle de magnitude du LCRS, $R_{\text{c lim. gal.}} = 18.7$ pour leur galaxie hôte.

6.7.2 Campagne de novembre 1997

Comme pour les supernovae de type Ia, l'intervalle de temps réduit entre les images référence et courante de la campagne de recherche de novembre 1997 se traduit par une courbe de lumière effective pour les supernovae de type II-plateau présentée en figure 6.74, ou, de manière équivalente, par une réduction du temps de contrôle (figure 6.75).

La dépendance en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de l'efficacité relative de détection des supernovae de type II est présentée en figure 6.76 pour le critère de sélection S2. La coupure de l'efficacité en fonction de la phase est cependant moins nette que pour les supernovae de type Ia (voir figure 6.59) du fait de la dispersion appliquée au patron de courbe de lumière.

La distribution en décalage vers le rouge prévue pour la simulation est présentée en figure 6.77 et 6.78 (trait fin) où elle est comparée avec l'efficacité "parfaite", obtenue en supposant que l'efficacité ne dépend que du flux de la supernova simulée, et se résume à appliquer un seuil de 2500 ADU à ce dernier (trait tireté). Elle y est aussi comparée à la modélisation théorique 6.57, où on a tenu compte de la dispersion appliquée à la courbe de lumière patron et d'un intervalle de temps réduit à 25 jours entre image référence et image courante. Pour cette modélisation, la magnitude limite pour les supernovae de type II-plateau est égale à

$$m_{\text{lim SNV}} \sim 21.1 \quad (6.69)$$

Les magnitudes limites pour les galaxies hôtes correspondant aux critères S1 et S2 sont données par 6.66 et 6.67.

6.8 Efficacité de détection (supernovae de type II-linéaire)

Nous présentons dans cette section l'efficacité obtenue pour les supernovae de type II-linéaire pour les campagnes d'octobre et novembre 1997.

6.8.1 Campagne d'octobre 1997

Pour les supernovae de type II-linéaire, la dépendance de l'efficacité relative en fonction des paramètres de coupures (figures 6.79 et 6.80) est très similaire à celle obtenue pour les type II-plateau, car elles ont la même gamme de magnitude.

Par contre, leur courbe de lumière dissemblable se traduit un temps de contrôle différent, et en conséquence une dépendance de l'efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge et de la phase (figures 6.81 et 6.82) différente. L'efficacité relative en fonction de la phase et du décalage vers le rouge est présentée en figure 6.83 et 6.84.

La distribution en décalage vers le rouge prévue par la simulation est indiquée en figure 6.85 et 6.86, où elle est comparée à la distribution théorique calculée avec le patron de courbe de lumière de type II-linéaire, auquel on applique une dispersion de 1 magnitude, un seuil en magnitude $V_{\text{lim, SN}}$ et le seuil en magnitude correspondant au critère S1 ou S2 pour les galaxies. Les supernovae de type II-linéaire sont détectées plus près du maximum,

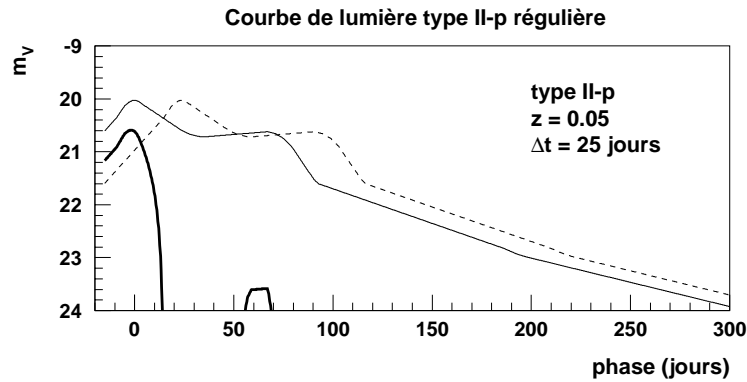


FIG. 6.74 – Courbe de lumière effective (trait épais) d'une supernova de type II-plateau à $z = 0.05$ telle qu'elle est mesurée sur l'image soustraite obtenue à partir d'une image courante et d'une image référence séparées de $\Delta t = 25$ jours. Elle est obtenue en soustrayant le flux de la supernova sur l'image courante (trait fin) du flux de la supernova sur l'image référence (trait fin tireté).

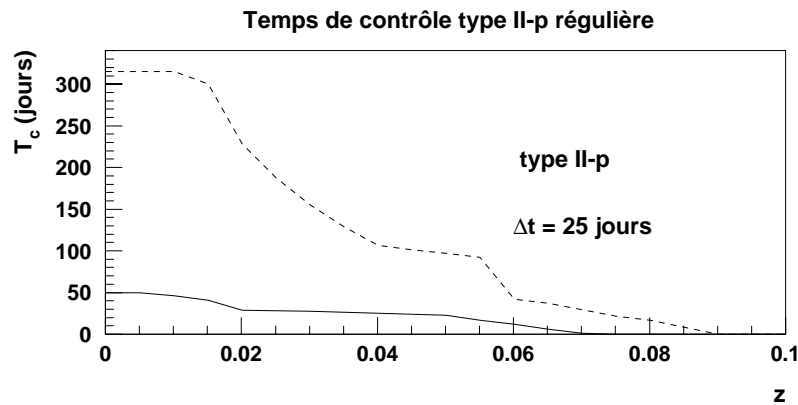


FIG. 6.75 – Temps de contrôle (trait plein) en fonction du décalage vers le rouge pour une supernova de type II-plateau dont l'image courante et l'image référence sont séparées de $\Delta t = 25$ jours. En trait tireté est indiqué le temps de contrôle correspondant à un intervalle de temps $\Delta t = \infty$. La magnitude limite est égale à $m_V = 21.1$.

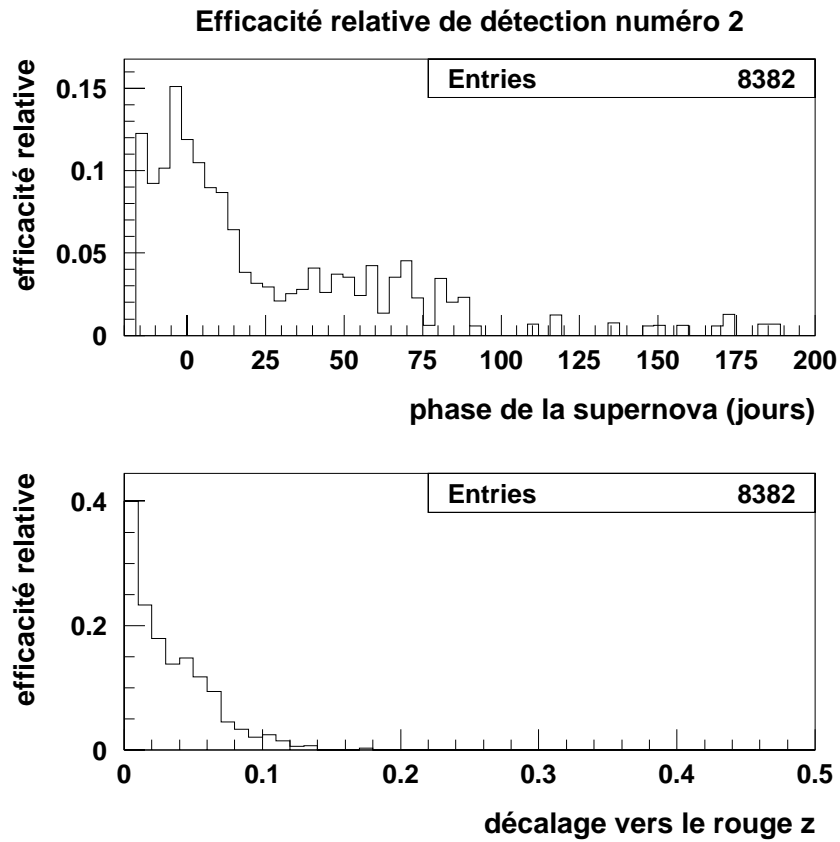


FIG. 6.76 – Pour la campagne de recherche de novembre 1997, et les supernovae de type II-plateau en haut: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase de la supernova. En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

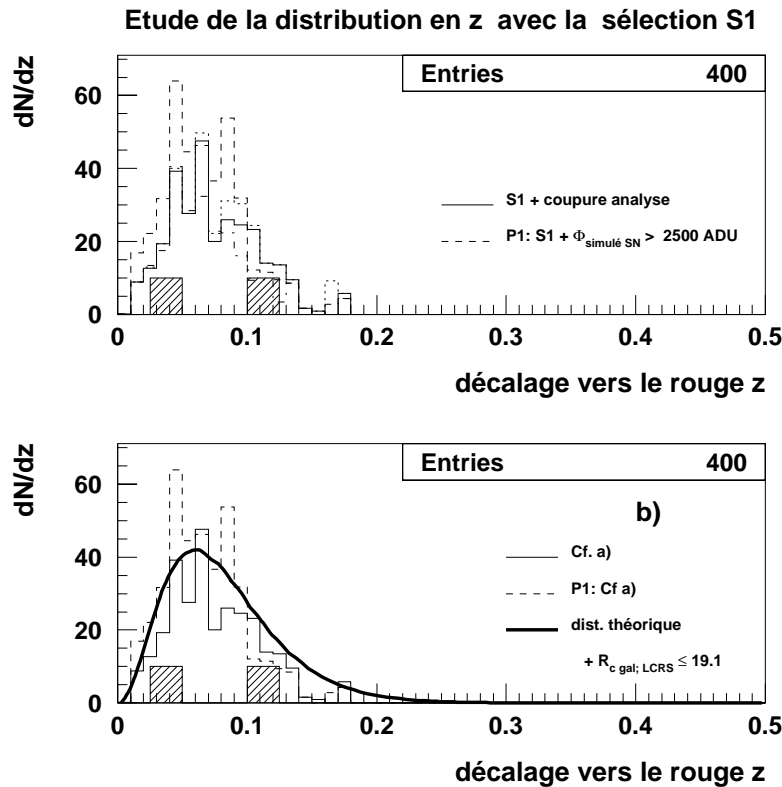


FIG. 6.77 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type II-plateau lors de la campagne de novembre 1997. La légende est semblable à celle de la figure 6.53. En **a)**, la distribution prévue par la simulation (trait plein) est comparée à celle obtenue en supprimant les coupures de l'analyse, pour ne garder finalement (trait tireté) que le critère de sélection S1 et une coupure de 2500 ADU sur le flux simulé. En **b)** est indiquée en trait plein épais la courbe correspondant à la distribution théorique en décalage vers le rouge lorsqu'on impose aux supernovae la magnitude limite $V_{\text{lim. SN}} = 21.1$ (correspondant pour les champs de novembre 1997 et les supernovae de type II à une coupure en flux à 2500 ADU) et aux galaxies hôtes la magnitude limite $R_{\text{c lim. gal.}} = 19.1$, qui correspond au seuil de S1. Elle est en accord raisonnable avec la distribution P1 en trait tireté. Pour comparaison, le décalage vers le rouge des 2 supernovae vraisemblablement de type II-plateau découvertes pendant la campagne de l'automne 1997 est indiqué en hachures.

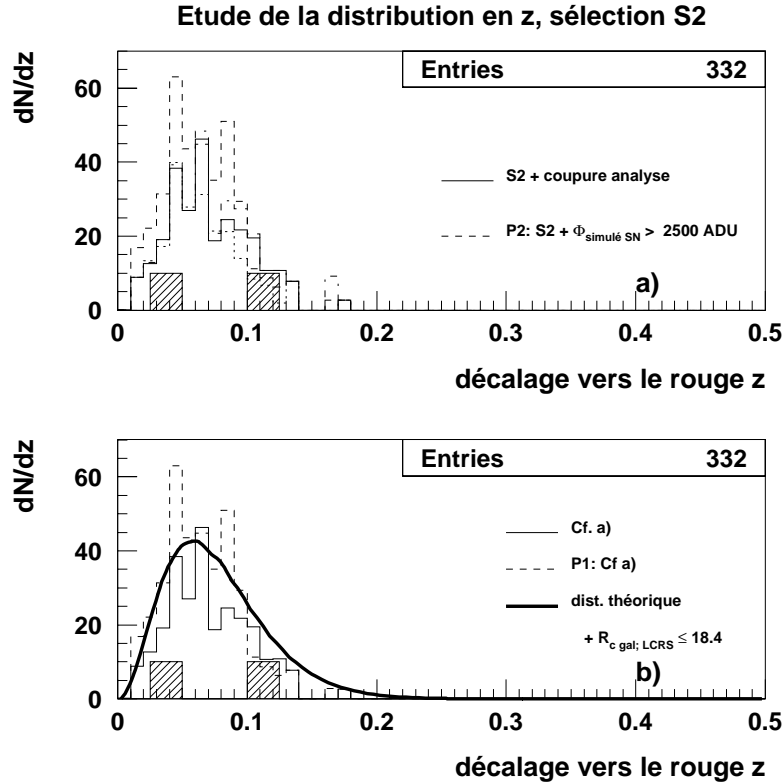


FIG. 6.78 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type II-plateau lors de la campagne de novembre 1997. La légende est identique à la figure 6.78, en appliquant maintenant le critère S2. La distribution obtenue en remplaçant les coupures de l'analyse par la simple coupure en flux sur les supernovae $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500 \text{ ADU}$, mais en conservant le critère de sélection S2, est la distribution P2, tracée en tirets. Elle est similaire à la prédiction théorique (trait épais) correspondant à une magnitude limite $V_{\text{lim.SN}} = 21.1$ pour les supernovae et une magnitude limite, correspondant à la limite $v_{\text{Eroc}} = -4$, alignée sur l'échelle de magnitude du LCRS, $R_{\text{c.lim. gal.}} = 18.4$ pour leur galaxie hôte.

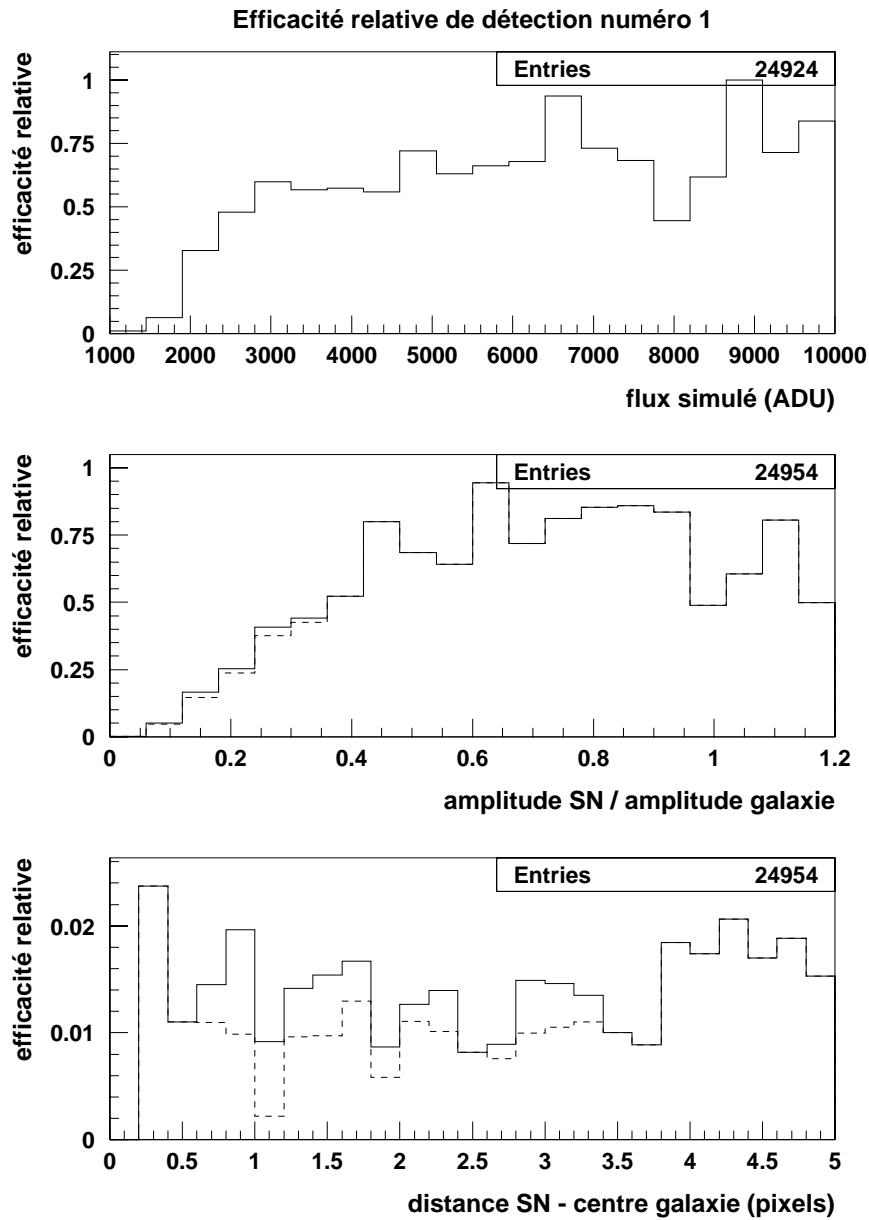


FIG. 6.79 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-linéaire: dépendance de l’efficacité relative de détection numéro 1 en fonction du flux en ADU de la supernova simulée (en haut), du rapport des amplitudes de la supernova simulée et de la galaxie hôte (au milieu), et de la distance en pixels de la supernova simulée au centre de la galaxie (en bas). Sur les deux figures du bas, l’efficacité relative est tracée en trait plein lorsque la coupure $C4'$ qui permet d’éliminer les défauts de soustraction n’est pas imposée, et en tirets quand on l’impose.

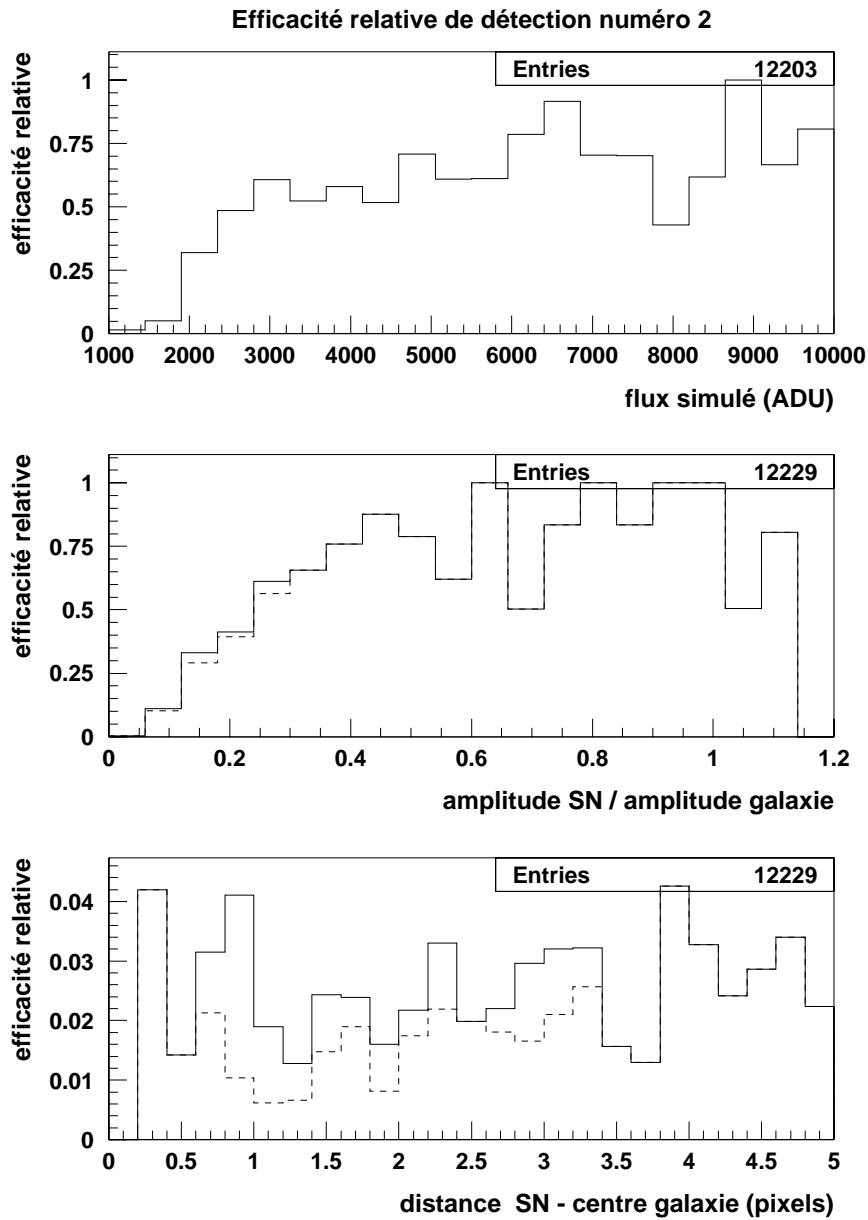


FIG. 6.80 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-linéaire: dépendance de l’efficacité relative de détection numéro 2 en fonction du flux en ADU de la supernova simulée (en haut), du rapport des amplitudes de la supernova simulée et de la galaxie hôte (au milieu), et de la distance en pixels de la supernova simulée au centre de la galaxie (en bas). Sur les deux figures du bas, on a tracé l’efficacité relative en trait plein lorsque la coupure $C4'$ (élimination des défauts de soustraction) est supprimée, et en tirets quand elle est appliquée.

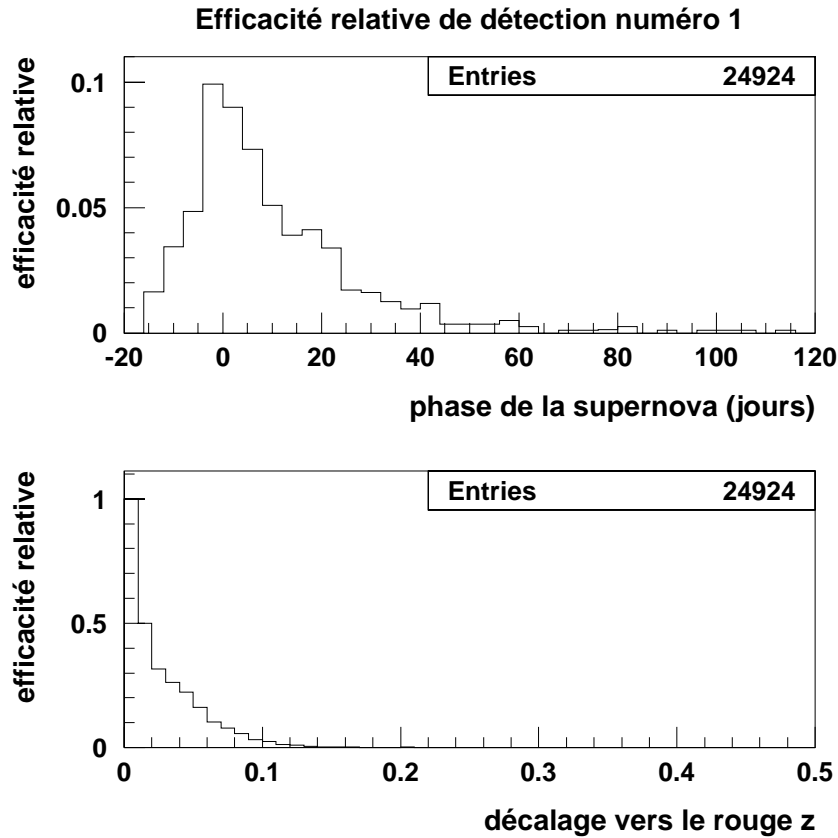


FIG. 6.81 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-linéaire, en haut: efficacité relative numéro 1 en fonction de la phase de la supernova (instant d’émission de la lumière observée, compté à partir de l’instant de luminosité maximum dans le référentiel de la supernova). En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

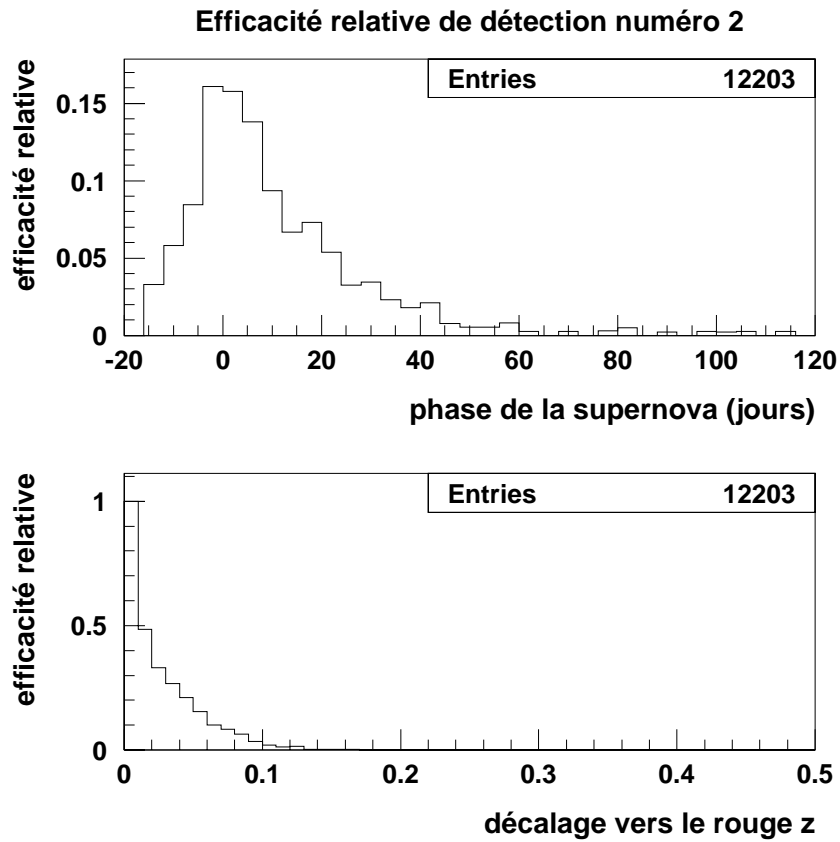


FIG. 6.82 – Pour la campagne d’octobre 1997, et les supernovae de type II-linéaire, en haut: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase de la supernova. En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

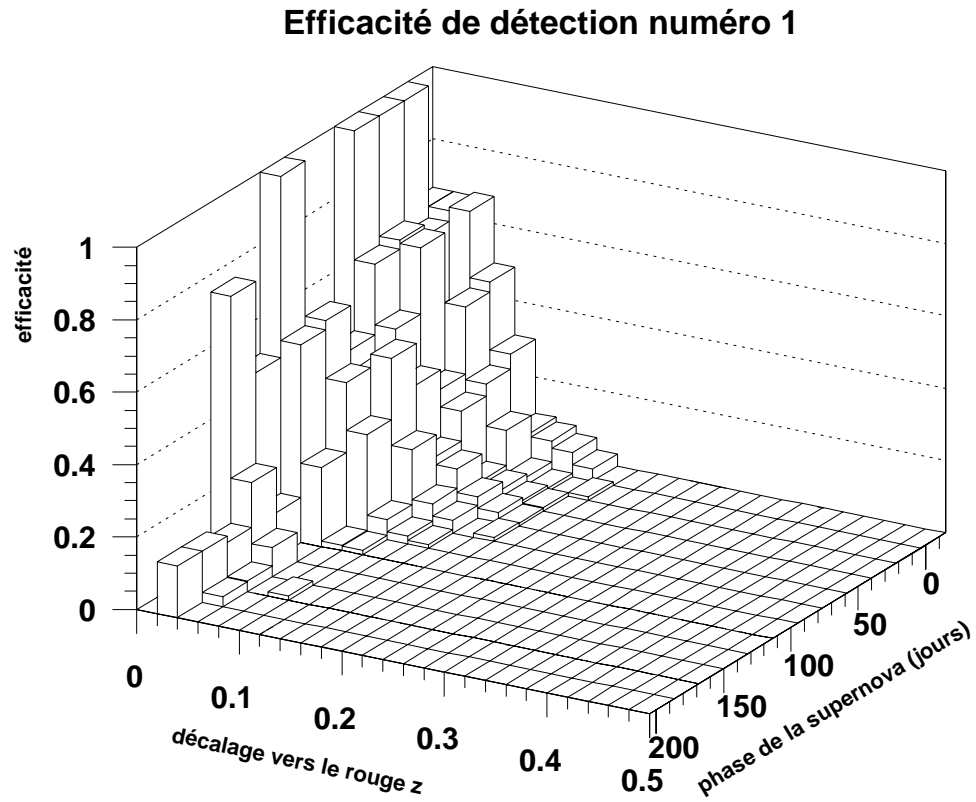


FIG. 6.83 – Campagne d’octobre 1997, supernovae de type II-linéaire: efficacité relative numéro 1 en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova dans la situation numéro 1 où la galaxie hôte vérifie le critère S1 qui impose entre autre $v_{\text{Eros}} \leq -3.3$.

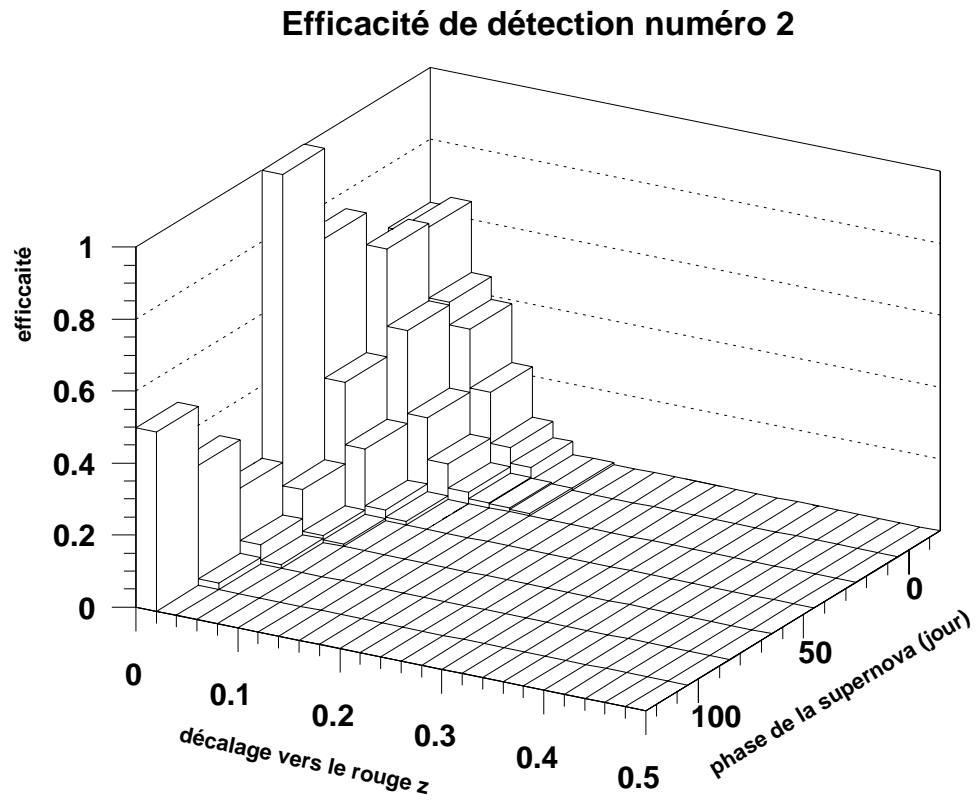


FIG. 6.84 – Campagne d’octobre 1997, supernovae de type II-linéaire: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase et du décalage vers le rouge de la supernova dans la situation numéro 2 où la galaxie hôte vérifie le critère S2 qui impose entre autre $v_{\text{Eros}} \leq -4$.

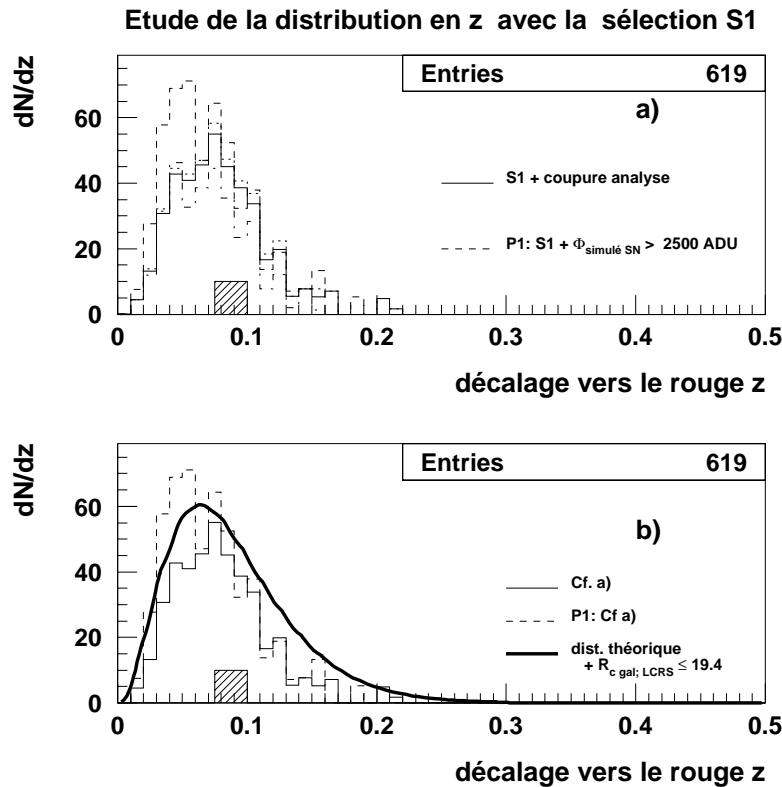


FIG. 6.85 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type II-linéaire lors de la campagne d'octobre 1997. La légende est semblable à celle de la figure 6.53. En **a)**, la distribution prévue par la simulation (trait plein) est comparée à celle obtenue en supprimant les coupures de l'analyse, pour ne garder finalement (trait tireté) que le critère de sélection S1 et une coupure de 2500 ADU sur le flux simulé. En **b)** est indiquée en trait plein épais la courbe correspondant à la distribution théorique en décalage vers le rouge lorsqu'on impose aux supernovae la magnitude limite $V_{\text{lim. SN}} = 21.4$ (correspondant pour les champs d'octobre 1997 et les supernovae de type II à une coupure en flux à 2500 ADU) et aux galaxies hôtes la magnitude limite $R_{\text{c lim. gal.}} = 19.4$, qui correspond au seuil de S1. Elle est en accord raisonnable avec la distribution P1 en trait tireté. Pour comparaison, le décalage vers le rouge d'une supernova découverte pendant la campagne de l'automne 1997 et dont la courbe de lumière est compatible avec le type II-linéaire est indiqué en hachures.

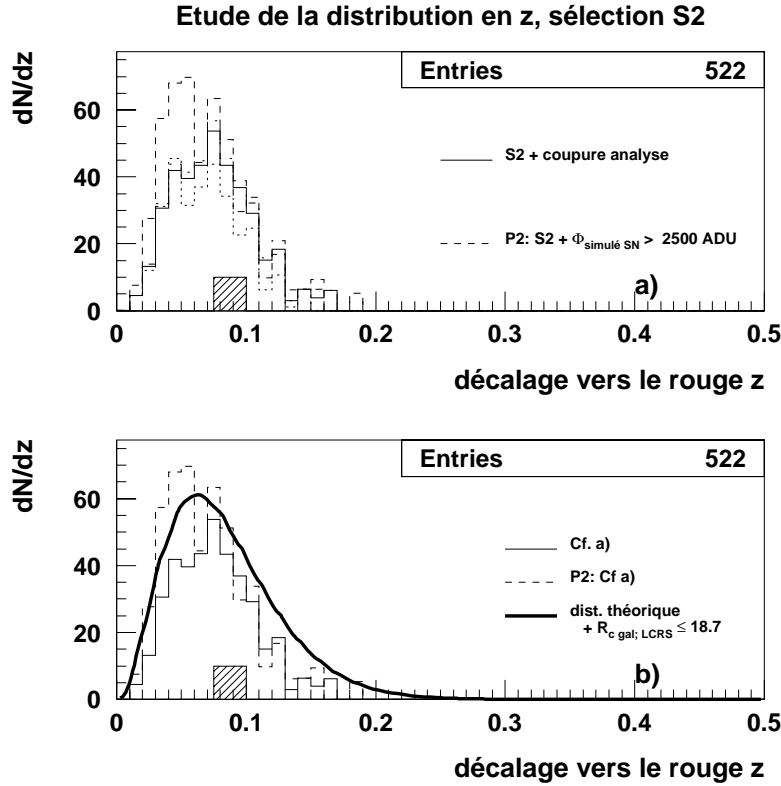


FIG. 6.86 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type II-linéaire, et les champs de recherche de la campagne d’octobre 1997. La légende est identique à la figure 6.85, mais nous avons remplacé la coupure S1 par la coupure S2. La distribution obtenue en remplaçant les coupures de l’analyse par la simple coupure en flux sur les supernovae $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500$ ADU, mais en conservant le critère de sélection S2, est la distribution P2, tracée en tirets. Elle est similaire à la prédiction théorique (trait épais) correspondant à une magnitude limite $V_{\text{lim. SN}} = 21.3$ pour les supernovae et une magnitude limite, correspondant à la limite $v_{\text{Eroc}} = -4$, alignée sur l’échelle de magnitude du LCRS, $R_{\text{c lim. gal.}} = 18.7$ pour leur galaxie hôte. Pour comparaison, le décalage vers le rouge d’une supernova découverte pendant la campagne de l’automne 1997 et dont la courbe de lumière est compatible avec le type II-linéaire est indiqué en hachures.

la magnitude limite correspondant au seuil de 2500 ADU est alors plus bleue et égale à:

$$V_{\text{lim. SN}} = 21.3 \quad (6.70)$$

Les magnitudes limites des galaxies hôtes correspondant aux critères S1 et S2 sont toujours égales à 19.4 et 18.7 respectivement. De nouveau, l'accord entre théorie et simulation est correct.

6.8.2 Campagne de novembre 1997

Les supernovae de type II-linéaire conjuguent la magnitude faible des supernovae de type II, et la décroissance rapide de la courbe de lumière des supernovae de type Ia: aussi l'efficacité relative en fonction de la phase pour la campagne de novembre 1997 chute rapidement (figures 6.87 et 6.88). La distribution en décalage vers le rouge prévue par la simulation est présentée en figure 6.89 et 6.90.

6.9 Taux d'explosion de supernovae de type Ia

Pour calculer le taux d'explosion nous calculons la somme \mathfrak{S} sur les champs traités pendant la campagne d'octobre 1997 et la campagne de novembre 1997.

Nous calculerons tout d'abord le taux prédit par la simulation, puis étudierons l'impact d'une erreur systématique sur la calibration ou le décalage vers le rouge tiré.

Nous adoptons la valeur $m_{\odot V} = 4.83$.

6.9.1 Campagne d'octobre 1997

Pendant la campagne d'octobre 1997, deux supernovae (SN 1997dk et SN 1997dl) ont été identifiées comme supernova de type Ia. SN 1997dh a été identifiée en Ic d'après son spectre. Aucune donnée spectroscopique n'a été obtenue pour SN 1997dm. Cependant, sa courbe de lumière très plate ([Hamilton, 1999]) suggère une identification en type II-plateau. Nous adoptons en conséquence:

$$\mathcal{N}_{\text{SN Ia détectées; oct.97}} = 2 \in [0.44; 5.32] \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.71)$$

Nous utilisons une loi poissonnienne pour calculer l'intervalle à 90% de niveau de confiance.

- **Taux d'explosion**

Nous pouvons calculer le taux d'explosion par CCD, en considérant que l'efficacité calculée sur le CCD choisi est représentative de toute la caméra. Ces résultats sont présentés dans les tableaux 6.5 et 6.6 correspondant respectivement aux critères de sélection S1 et S2. La moindre efficacité sur les CCD de bord conduit à un taux plus élevé.

Le taux d'explosion est calculé en sommant la contribution pondérée (d'un facteur 1/7, car le CCD 7 n'était pas utilisable) de chaque CCD. Il est comparé, dans les tableaux 6.5 et 6.6 aux taux obtenus en considérant les CCD de bords 0, 1 équivalents au CCD 6, et

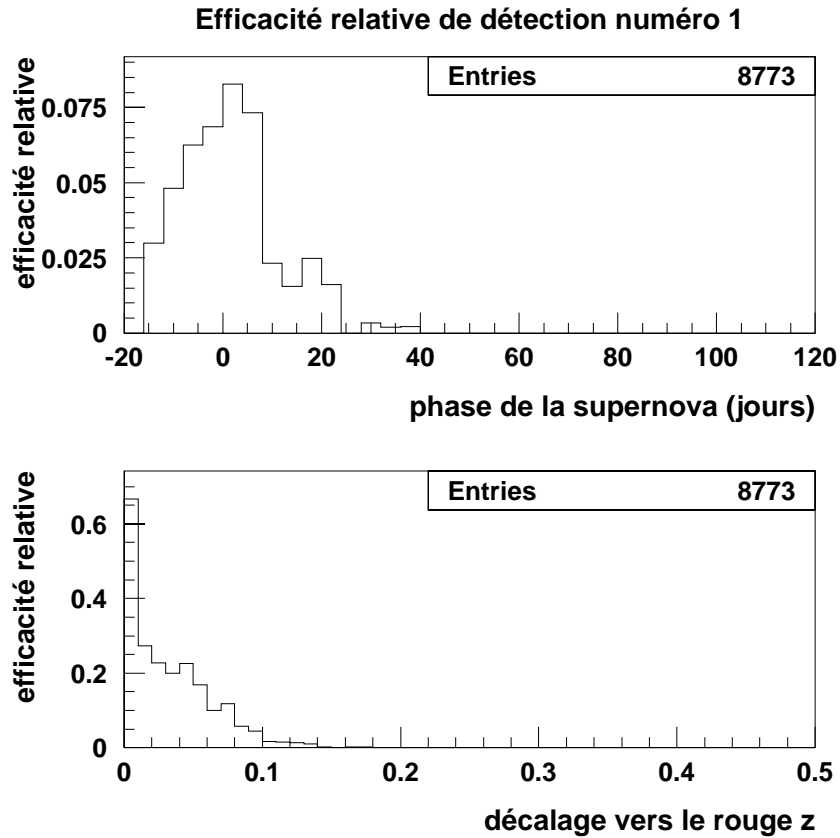


FIG. 6.87 – Pour la campagne de novembre 1997, et les supernovae de type II-linéaire, en haut: efficacité relative numéro 1 en fonction de la phase de la supernova (instant d'émission de la lumière observée, compté à partir de l'instant de luminosité maximum dans le référentiel de la supernova). En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

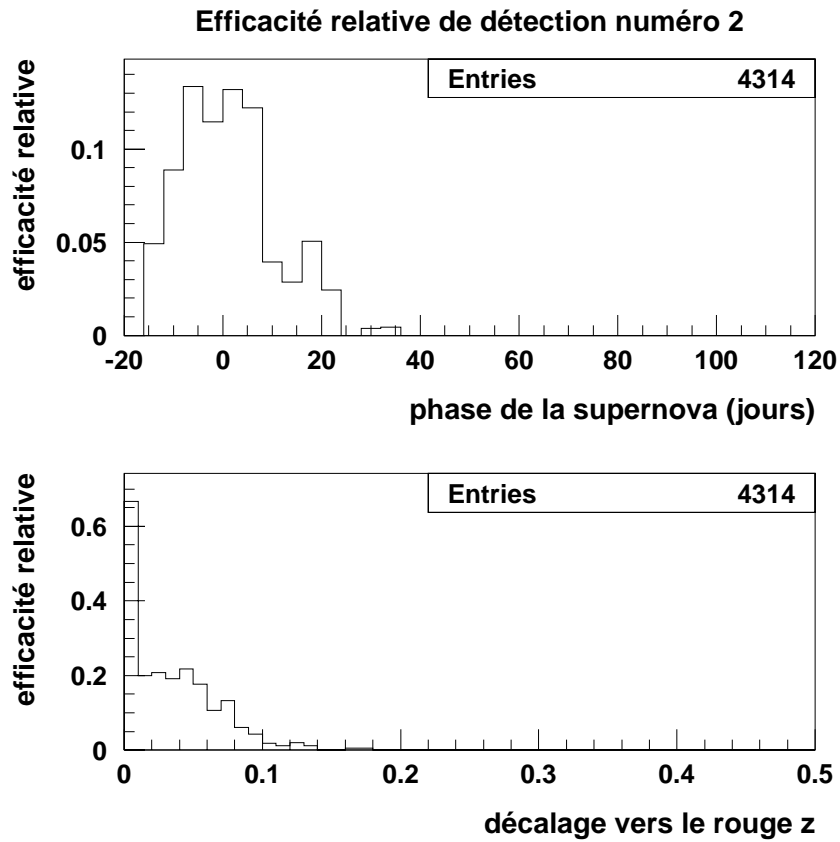


FIG. 6.88 – Pour la campagne de novembre 1997, et les supernovae de type II-linéaire, en haut: efficacité relative numéro 2 en fonction de la phase de la supernova. En bas: efficacité relative en fonction du décalage vers le rouge de la supernova.

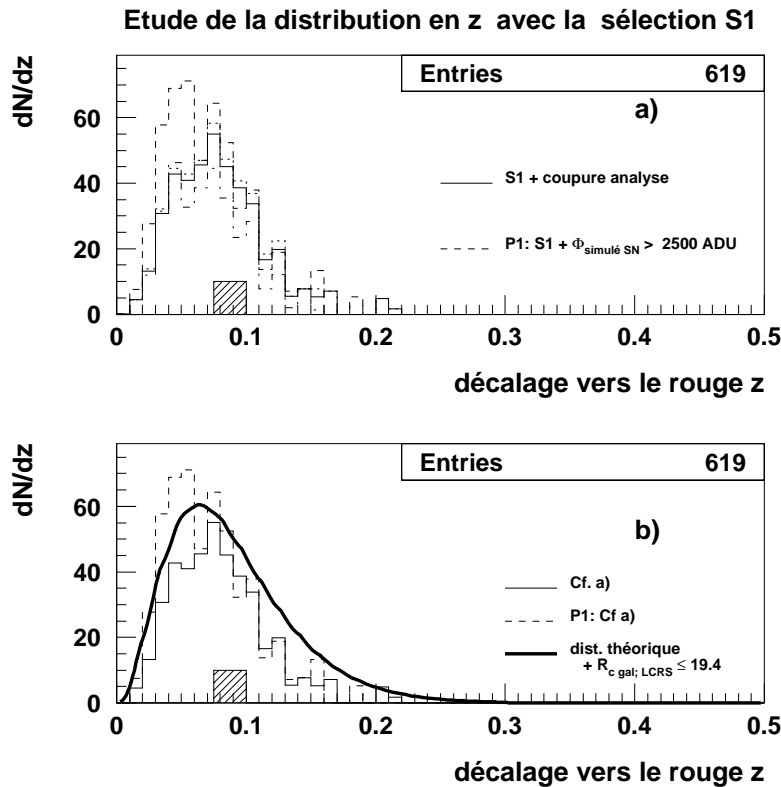


FIG. 6.89 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type II-linéaire lors de la campagne de novembre 1997. La légende est semblable à celle de la figure 6.53. En **a)**, la distribution prévue par la simulation (trait plein) est comparée à celle obtenue en supprimant les coupures de l'analyse, pour ne garder finalement (trait tireté) que le critère de sélection S1 et une coupure de 2500 ADU sur le flux simulé. En **b)** est indiquée en trait plein épais la courbe correspondant à la distribution théorique en décalage vers le rouge lorsqu'on impose aux supernovae la magnitude limite $V_{\text{lim. SN}} = 21$. (correspondant pour les champs d'octobre 1997 et les supernovae de type II à une coupure en flux à 2500 ADU) et aux galaxies hôtes la magnitude limite $R_{\text{c lim. gal.}} = 19.1$, qui correspond au seuil de S1. Elle est en accord raisonnable avec la distribution P1 en trait tireté. Pour comparaison, le décalage vers le rouge d'une supernova découverte pendant la campagne de l'automne 1997 et dont la courbe de lumière est compatible avec le type II-linéaire est indiqué en hachures.

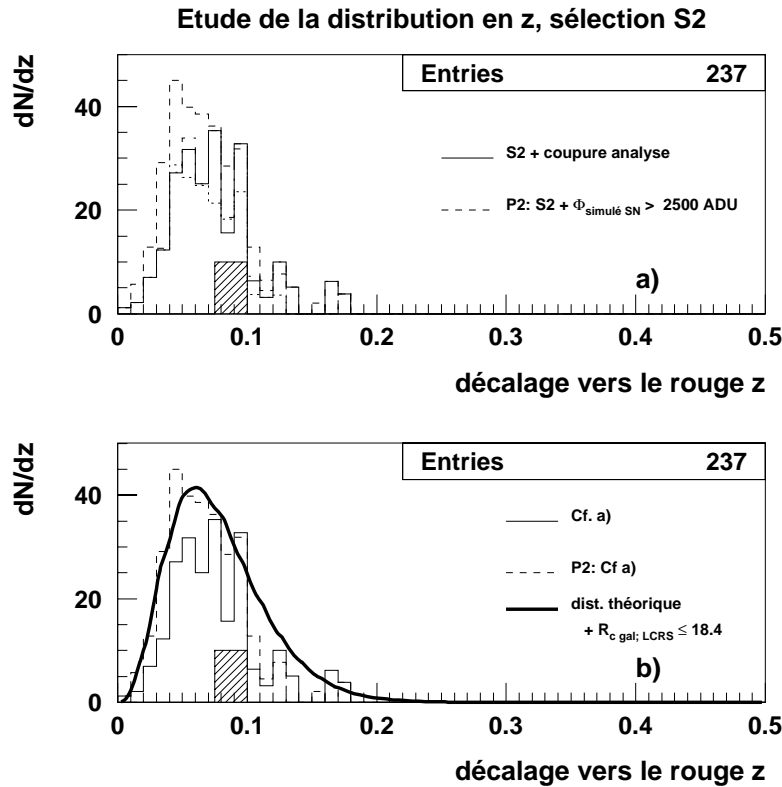


FIG. 6.90 – Distribution en décalage vers le rouge prédite par la simulation pour les supernovae de type II-linéaire, et les champs de recherche de la campagne de novembre 1997. La légende est identique à la figure 6.85, mais nous avons remplacé la coupure S1 par la coupure S2. La distribution obtenue en remplaçant les coupures de l'analyse par la simple coupure en flux sur les supernovae $\phi_{\text{SN};\text{min}} = 2500 \text{ ADU}$, mais en conservant le critère de sélection S2, est la distribution P2, tracée en tirets. Elle est similaire à la prédiction théorique (trait épais) correspondant à une magnitude limite $V_{\text{lim. SN}} = 21$. pour les supernovae et une magnitude limite, correspondant à la limite $v_{\text{Eroc}} = -4$, alignée sur l'échelle de magnitude du LCRS, $R_{\text{c lim. gal.}} = 18.4$ pour leur galaxie hôte. Pour comparaison, le décalage vers le rouge d'une supernova découverte pendant la campagne de l'automne 1997 et dont la courbe de lumière est compatible avec le type II-linéaire est indiqué en hachures.

CCD	sélection S1 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S1 coupures analyse	
	taux ($h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	\bar{z}
0	0.200	0.167	0.223	0.171
1	0.276	0.149	0.304	0.160
2	0.000	0.000	0.000	0.000
3	0.171	0.155	0.179	0.166
4	0.176	0.161	0.198	0.169
5	0.200	0.160	0.210	0.172
6	0.205	0.156	0.248	0.170
7	0.000	0.000	0.000	0.000
5 & 6	0.202	0.158	0.225	0.171
tous	0.200	0.160	0.219	0.168

TAB. 6.5 – Taux d’explosion correspondant à 2 supernovae de type Ia découvertes pendant la campagne d’octobre 1997 (1). On a adopté ici les critères de sélection de la galaxie hôte S1. Dans les deux premières colonnes sont indiqués le taux et le décalage vers le rouge moyen correspondant à une efficacité “parfaite”, équivalente à une simple coupure sur le flux simulé. Dans les deux dernières colonnes, ces mêmes quantités sont calculées pour une efficacité correspondant aux coupures de l’analyse. Le taux est calculé par CCD, c’est-à-dire en considérant que le CCD choisi est représentatif des 7 CCD de la mosaïque. Puis on calcule le taux en considérant la mosaïque formée de 4 CCD 5 et 3 CCD 6. Enfin, le taux d’explosion est calculé en moyennant sur tous les CCD: le taux obtenu est égal au taux calculé avec les seuls CCD 5 et 6.

CCD	sélection S2 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S2 coupures analyse	
	taux ($h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	\bar{z}
0	0.286	0.145	0.325	0.146
1	0.364	0.136	0.424	0.141
2	0.000	0.000	0.000	0.000
3	0.229	0.138	0.254	0.143
4	0.236	0.145	0.278	0.148
5	0.272	0.143	0.299	0.152
6	0.283	0.138	0.385	0.142
7	0.000	0.000	0.000	0.000
5 & 6	0.277	0.141	0.330	0.148
tous	0.272	0.142	0.314	0.147

TAB. 6.6 – Taux d’explosion correspondant à 2 supernovae de type Ia découvertes pendant la campagne d’octobre 1997 (2). Le calcul présenté dans le tableau 6.5 est repris ici en utilisant le critère de sélection S2 pour le choix de la galaxie hôte, ce qui permet de tenir compte de l’efficacité de l’examen visuel: c’est pourquoi nous adoptons la valeur du taux d’explosion et du décalage vers le rouge moyen indiqués en gras.

les CCD du centre de la caméra 2, 3, 4 équivalents au CCD 5: ils sont remarquablement proches. Par la suite, nous n'effectuerons le calcul que sur les CCD 5 et 6.

Nous adoptons la valeur correspondant au choix du critère S2, qui permet de tenir compte de l'efficacité de l'examen visuel, soit:

$$\mathcal{R}_{\text{Ia}; \text{oct.97}} = 0.314 h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (6.72)$$

$$(6.73)$$

• **Conséquences d'une erreur sur la correspondance magnitude - z pour les galaxies**

En comparant la valeur du décalage vers le rouge attribué aux galaxies des champs d'octobre 1997 et le décalage vers le rouge mesuré par le LCRS , on constate l'existence un décalage systématique:

$$z_{\text{tiré}} - z_{\text{LCRS}} \sim 0.01 \quad (6.74)$$

Pour estimer l'impact de ce décalage sur le taux calculé, on compare le taux calculé avec une liste de supernovae simulées au taux calculé avec les mêmes supernovae, dont le décalage vers le rouge a été décalé systématiquement de $\Delta z = 0.01$. On observe une diminution du taux calculé de 5%.

$$\frac{\Delta \mathcal{R}}{\mathcal{R}} \sim -0.05 \times \frac{\Delta z}{0.01} \quad (6.75)$$

Ainsi, le décalage 6.74 peut être corrigé en augmentant de 5% le taux obtenu.

• **Conséquences d'une erreur sur les relations de calibration**

Nous utilisons trois relations de calibration dans la simulation: celle reliant les magnitudes EROS à la magnitude R-Cousins, pour estimer la magnitude R-Cousins de la galaxie hôte, et celle reliant les magnitudes R-Cousins et V de la supernova pour en déterminer le flux sur l'image dans la voie bleue. Enfin, la magnitude V de la galaxie est utilisée pour obtenir un taux en $/10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$.

Pour la campagne d'octobre 1997, où la magnitude R-Cousins de la galaxie utilisée pour estimer son décalage vers le rouge est alignée sur l'échelle de magnitude du LCRS , nous ne tenons compte que de l'erreur possible sur la conversion des magnitudes R-Cousins et V en magnitude v_{EROS} .

Ainsi, un décalage systématique $\Delta b_{v_{\text{EROS}}}$ de la constante de calibration $b_{v_{\text{EROS}}}$ se traduit par une augmentation du taux de mesuré:

$$\frac{\Delta \mathcal{R}}{\mathcal{R}} \sim 0.1 \times \frac{\Delta b_{v_{\text{EROS}}}}{0.2} \quad (6.76)$$

Enfin, un décalage systématique Δb_V de la constante de calibration b_V se traduit par une augmentation du taux de mesuré:

$$\frac{\Delta \mathcal{R}}{\mathcal{R}} \sim 0.1 \times \frac{\Delta b_V}{0.1} \quad (6.77)$$

puisqu'elle n'intervient que dans le calcul de la luminosité de la galaxie pour obtenir le taux en SNu.

CCD	sélection S1 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S1 coupures analyse	
	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}
5	0.510	0.160	0.576	0.170
6	0.541	0.156	0.698	0.163
5 & 6	0.523	0.158	0.623	0.167

TAB. 6.7 – Taux d’explosion et décalage vers le rouge moyen prédit par la simulation pour les supernovae de type Ia, calculé au moyen des données de novembre 1997. Seuls les CCD 5 et 6 ont été utilisés.

CCD	sélection S2 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S2 coupures analyse	
	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}
5	0.697	0.149	0.815	0.156
6	0.753	0.143	1.014	0.147
5 & 6	0.720	0.146	0.890	0.152

TAB. 6.8 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type Ia calculé au moyen des données de novembre 1997 en adoptant le critère de sélection S2 pour les galaxies hôtes: Nous adoptons la valeur du taux d’explosion et du décalage vers le rouge moyen indiqués en gras.

6.9.2 Campagne de novembre 1997

Pendant la campagne de novembre de 1997, deux supernovae ont pu être identifiées par spectroscopie comme supernova de type Ia: SN 1997ed et SN 1997ee. Nous ne disposons pour SN 1997eb et SN 1997ec que de données photométriques. La courbe de lumière très plate de SN 1997ec permet de lui attribuer le type II-plateau. En revanche, la courbe de lumière de SN 1997eb ([Hamilton, 1999]) présente une décroissance linéaire caractéristique d’une supernovae de type II-linéaire, ou d’une supernova de type I. Sa magnitude absolue au maximum, $M_V \sim -18$, correspondrait alors à une supernova de type Ia sous-lumineuse, ou à une supernovae de type Ib ou Ic ou encore à une supernovae de type II-linéaire sur-lumineuse.

Nous estimons alors le nombre de supernovae de type Ia découvertes à:

$$\mathcal{N}_{\text{SN Ia détectées; nov.97}} = 2 \in [0.44; 5.32] \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.78)$$

- **Taux d’explosion**

Nous adoptons la valeur correspondant au choix du critère S2, soit:

$$\mathcal{R}_{\text{Ia; nov.97}} = 0.890 h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (6.79)$$

$$(6.80)$$

	taux en $h^2/10^{10} L_{\odot}/\text{siècle}$		
type	EROS	[Cappellaro et al., 1993]	[Pain et al., 1996]
Ia	[0.15 – 1.07]	0.4	$0.82^{+0.54}_{-0.37}$

TAB. 6.9 – Taux d’explosion de supernovae de type Ia.

- **Conséquences d’une erreur sur les relations de calibration**

La distribution en décalage vers le rouge adoptée pour les galaxies des champs de recherche de novembre 1997 ne peut être vérifiée en utilisant les mesures du LCRS. Nous n’envisageons donc ici qu’un décalage systématique de la constante de calibration $b_{v_{\text{EROS}}}$ et de la constante de calibration b_{R_c} . On obtient les transformations suivantes:

$$\frac{\Delta \mathcal{R}}{\mathcal{R}} \sim -0.1 \times \frac{\Delta b_{R_c}}{0.2} \quad (6.81)$$

$$\frac{\Delta \mathcal{R}}{\mathcal{R}} \sim 0.1 \times \frac{\Delta b_{v_{\text{EROS}}}}{0.2} \quad (6.82)$$

6.9.3 Conclusion

Le nombre de supernovae de type Ia découvertes pendant ces deux campagnes est de 4:

$$\mathcal{N}_{\text{SN Ia détectées}} = 4 \in [1.28; 8.0] \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.83)$$

Le taux d’explosion obtenu est de:

$$\mathcal{R}_{\text{Ia}} = 0.46^{+0.46}_{-0.32} h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.84)$$

En considérant que le nombre de supernovae de type Ia découvertes est de 4 ou 5, on obtient l’intervalle à 90% de niveau de confiance:

$$\mathcal{N}_{\text{SN Ia détectées}} \in [1.28 - 9.27] \quad (6.85)$$

Il correspond à:

$$\mathcal{R}_{\text{Ia}} = [0.15 - 1.07] h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.86)$$

Cette mesure est comparée à celles effectuées par [Cappellaro et al., 1993] et [Pain et al., 1996] dans le tableau 6.9.

6.10 Taux d’explosion de supernovae de type II-plateau

Deux supernovae de type II-plateau ont pu être identifiées grâce à la stabilité de leur courbe de lumière. Nous en déduisons ici un taux d’explosion.

CCD	sélection S1 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S1 coupures analyse	
	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V}$ /siècle)	\bar{z}	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V}$ /siècle)	\bar{z}
5	0.558	0.074	0.627	0.084
6	0.508	0.078	0.663	0.085
5 & 6	0.536	0.076	0.642	0.084

TAB. 6.10 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type II-plateau calculé au moyen des données d’octobre 1997 (une supernova découverte). Les galaxies hôtes sont sélectionnées avec le critère S1. Seuls les CCD 5 et 6 ont été utilisés.

CCD	sélection S2 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S2 coupures analyse	
	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V}$ /siècle)	\bar{z}	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V}$ /siècle)	\bar{z}
5	0.589	0.072	0.689	0.079
6	0.532	0.077	0.714	0.083
5 & 6	0.563	0.074	0.700	0.081

TAB. 6.11 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type II-plateau calculé au moyen des données d’octobre 1997. Nous avons adopté ici le critère de sélection S2. Nous adoptons la valeur du taux d’explosion et du décalage vers le rouge moyen indiqués en gras.

6.10.1 Campagne d’octobre 1997

La courbe de lumière de SN 1997dm ([Hamilton, 1999]) permet de l’identifier comme type II-plateau.

$$\mathcal{N}_{\text{SNII-p détectées; oct 97}} = 1 \in [0.15; 3.89] \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.87)$$

- **Taux d’explosion**

Le taux d’explosion estimé sur les données d’octobre 1997 est présenté dans les tableaux 6.10 et 6.11 selon que l’on adopte le critère de sélection S1 ou S2 pour les galaxies hôtes.

En appliquant le critère S2, afin de tenir compte de l’efficacité de l’examen visuel, nous obtenons:

$$\mathcal{R}_{\text{II-p; oct.97}} = 0.7 h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (6.88)$$

6.10.2 Campagne de novembre 1997

Parmis les supernovae de la campagne de recherche de novembre 1997, SN 1997eb et SN 1997ec n’ont pas bénéficié de données spectroscopiques. Cependant, la courbe de lumière très plate de SN 1997eb permet de la classer en type II-plateau. SN 1997ec a été découverte alors qu’elle était dans la phase de décroissance linéaire. Un intervalle de temps de 45 jours sépare l’image de référence de l’image de découverte. La phase linéaire

	sélection S1 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S1 coupures analyse	
	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}
5	2.119	0.071	2.008	0.108
6	1.841	0.064	2.436	0.081
5 & 6	1.990	0.068	2.172	0.097

TAB. 6.12 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type II-plateau calculé au moyen des données de novembre 1997 (une supernova découverte). Les galaxies hôtes sont sélectionnées avec le critère S1. Seuls les CCD 5 et 6 ont été utilisés.

	sélection S2 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S2 coupures analyse	
	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}
5	2.233	0.070	2.126	0.109
6	1.945	0.060	2.657	0.077
5 & 6	2.099	0.066	2.325	0.095

TAB. 6.13 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type II-plateau calculé au moyen des données de novembre 1997. Nous avons adopté ici le critère de sélection S2. Nous adoptons la valeur du taux d’explosion et du décalage vers le rouge moyen indiqués en gras.

commençant tardivement (~ 2 mois) pour les supernovae de type II-plateau, nous pouvons estimer que SN 1997ec n’en n’est pas une. Soulignons cependant que les type-II plateau et II-linéaire pourraient former un continuum.

Nous considérons donc que une supernova II-plateau a été découverte lors de la campagne de novembre 1997:

$$\mathcal{N}_{\text{SNII-p détectées; nov 97}} = 1 \in [0.15; 3.89] \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.89)$$

• Taux d’explosion

Le taux d’explosion correspondant est présenté dans les tableaux 6.12 et 6.13 selon que l’on adopte le critère de sélection S1 ou S2 pour les galaxies hôtes.

En appliquant le critère S2, afin de tenir compte de l’efficacité de l’examen visuel, nous obtenons:

$$\mathcal{R}_{\text{II-p; nov.97}} = 2.325 h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (6.90)$$

$$(6.91)$$

6.10.3 Conclusion

Le nombre de supernovae de type II-plateau découvertes pendant ces deux campagnes est de 2:

$$\mathcal{N}_{\text{SNIIp détectées}} = 2 \in [0.44; 5.32] \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.92)$$

Le taux d'explosion obtenu est de:

$$\mathcal{R}_{\text{II-p}} = 1.07^{+1.79}_{-0.84} h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.93)$$

Cette valeur est élevée, mais est compatible avec le taux de $0.35 h^2 / 10^{10} L_{\odot} / \text{siècle}$ qu'on peut, en supposant que les supernovae de type II se répartissent de manière égale entre II-linéaire et II-plateau, déduire du taux d'explosion de type II de $0.71 h^2 / 10^{10} L_{\odot} / \text{siècle}$ mesuré par [Cappellaro et al., 1993].

6.11 Taux d'explosion de supernovae de type II-linéaire

Parmi les supernovae découvertes pendant la campagne de l'automne 1997, seule SN 1997eb (campagne de novembre) pourrait être une supernova de type II-linéaire. La campagne d'octobre permet donc de placer une limite supérieure sur le taux.

6.11.1 Campagne d'octobre 1997

Le nombre de supernovae détectées pendant cette campagne est de:

$$0 \leq \mathcal{N}_{\text{SNII-l détectées; oct97}} \leq 2.30 \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.94)$$

• Taux d'explosion

Le taux d'explosion estimé sur les données d'octobre 1997 est présenté dans les tableaux 6.14 et 6.15 selon que l'on adopte le critère de sélection S1 ou S2 pour les galaxies hôtes pour $\mathcal{N}_{\text{SNII-l détectées; oct97}} = 1$. Nous le traduirons ensuite en une limite supérieure sur le taux.

En appliquant le critère S2, afin de tenir compte de l'efficacité de l'examen visuel, nous obtenons la limite supérieure, à 90% de confiance:

$$\mathcal{R}_{\text{II-l; oct.97}} \leq 5.42 h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (6.95)$$

$$(6.96)$$

CCD	sélection S1 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S1 coupures analyse	
	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}
5	2.022	0.066	2.221	0.076
6	1.640	0.075	2.153	0.086
5 & 6	1.838	0.070	2.191	0.080

TAB. 6.14 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type II-linéaire calculé au moyen des données d’octobre 1997 et en supposant que le nombre de supernovae de type II-linéaire est égal à 1. Les galaxies hôtes sont sélectionnées avec le critère S1. Seuls les CCD 5 et 6 ont été utilisés.

CCD	sélection S2 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S2 coupures analyse	
	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle}$)	\bar{z}
5	2.106	0.065	2.409	0.072
6	1.735	0.073	2.286	0.084
5 & 6	1.929	0.068	2.355	0.077

TAB. 6.15 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type II-linéaire calculé au moyen des données d’octobre 1997, en supposant qu’un supernova de ce type a été découverte pendant la campagne. Nous avons adopté ici le critère de sélection S2.

6.11.2 Campagne de novembre 1997

Le nombre de supernovae de type II-linéaire détectées pendant cette campagne est de 0 ou 1. Si on identifie SN 1997eb comme une type II-linéaire, le nombre de supernovae de type II-linéaire découverte pendant la campagne de novembre 1997 est de:

$$\mathcal{N}_{\text{SNII-1 détectées;nov97}} = 1 \in [0.14; 3.89] \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.97)$$

Dans la cas contraire, on propose la limite supérieure:

$$\mathcal{N}_{\text{SNII-1 détectées;nov97}} \leq 3.89 \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.98)$$

- **Taux d’explosion**

Le taux d’explosion estimé sur les données de novembre 1997 est présenté dans les tableaux 6.16 et 6.17 pour $\mathcal{N}_{\text{SNII-1 détectées;nov97}} = 1$. Nous le traduirons ensuite en une limite supérieure sur le taux.

En supposant le nombre de supernova de type II-linéaire découverte pendant la campagne de novembre 1997 égal à 1, on obtient le taux suivant:

$$\mathcal{R}_{\text{II-1; nov.97}} = 4.24_{-3.61}^{+12.25} h^2 / 10^{10} L_{\odot V} / \text{siècle} \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.99)$$

- **Conclusion**

CCD	sélection S1 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S1 coupures analyse	
	taux ($h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	\bar{z}
5	3.270	0.073	3.286	0.089
6	4.030	0.059	5.938	0.068
5 & 6	3.557	0.067	4.064	0.080

TAB. 6.16 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type II-linéaire calculé au moyen des données de novembre 1997 et en suposant que le nombre de supernovae de type II-linéaire est égal à 1. Les galaxies hôtes sont sélectionnées avec le critère S1. Seuls les CCD 5 et 6 ont été utilisés pour ce calcul.

CCD	sélection S2 + flux simulé > 2500 ADU		sélection S2 coupures analyse	
	taux ($h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	\bar{z}	taux ($h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$)	\bar{z}
5	3.374	0.073	3.442	0.089
6	4.139	0.058	6.140	0.067
5 & 6	3.664	0.066	4.240	0.079

TAB. 6.17 – Taux explosion et décalage vers le rouge moyen pour les supernovae de type II-linéaire calculé au moyen des données de novembre 1997, en suposant qu'une supernova de ce type a été découverte pendant la campagne. Nous avons adopté ici le critère de sélection S2.

Avec une supernova de type II-linéaire découverte pendant la campagne d'octobre 1997, nous obtenons le taux suivant:

$$\mathcal{R}_{\text{II-1}} = 1.51^{+4.37}_{-1.28} h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle} \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.100)$$

Cette valeur est élevée, et est marginalement compatible avec le taux de $0.35 h^2/10^{10} L_{\odot}/\text{siècle}$ qu'on peut, en supposant que les supernovae de type II se répartissent de manière égale entre II-linéaire et II-plateau, déduire du taux d'explosion de type II de $0.71 h^2/10^{10} L_{\odot}/\text{siècle}$ mesuré par [Cappellaro et al., 1993].

Avec un nombre de supernovae de type II-linéaire découvertes égal à 0 ou 1, nous ne pouvons qu'imposer la limite supérieur à un niveau de 90% de confiance:

$$\mathcal{R}_{\text{II-1}} \leq 5.89 h^2/10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle} \quad (90\% \text{ de niveau de confiance}) \quad (6.101)$$

Conclusion

Les supernovae sont des indicateurs de distance particulièrement intéressants pour la cosmologie: il est ainsi possible d'estimer la constante de Hubble en utilisant des supernovae proches, ou, à l'aide des supernovae de type Ia lointaines, de mesurer la densité de matière de l'Univers et la constante cosmologique réduites.

Les supernovae de type Ia proches (situées dans le domaine de décalage vers le rouge z qui s'étend de 0.03 à 0.2) permettent de surcroît d'étudier les relations d'intercalibration, qui augmentent la précision des distances mesurées. De plus, la mesure des taux actuels d'explosion de supernovae est une information importante dans la compréhension de l'évolution galactique.

L'expérience EROS 2, qui est avant tout une expérience de recherche de matière sombre sous forme d'astres compacts par effet de microlentille gravitationnelle, consacre dix pourcent de son temps d'observation à la recherche de supernovae.

Avec quelques dizaines de supernovae découvertes à ce jour, la recherche de supernovae d'EROS 2 est pleinement opérationnelle. Nous avons présenté ici la mise en oeuvre de ce projet, depuis l'élaboration de la stratégie observationnelle jusqu'à la conception et la mise en oeuvre du système de détection des supernovae. Le calcul d'efficacité qui conclut cette étude nous permet d'estimer les taux d'explosion de supernovae. Ainsi, le taux d'explosion de supernovae de type Ia que nous obtenons est de $[0.15 - 1.07] h^2 / 10^{10} L_{\odot V}/\text{siècle}$.

Ces premiers résultats de la recherche de supernovae d'EROS 2 ont conduit à envisager une collaboration internationale avec des équipes de recherche de supernovae lointaines, dans le but de découvrir et étudier un lot important de supernovae proches. En se tournant vers d'autres collaborations, la recherche de supernovae d'EROS 2 pourrait alors obtenir d'avantage de données photométriques et spectroscopiques sur les supernovae qu'elle découvre.

Annexe A

Organisation de la chaîne de traitement automatique des données pour la détection de supernovae

Organisation de la chaîne de traitement en ligne des images Supernovae à La Silla

Delphine HARDIN

13 août 1998

Résumé

Cette note explique comment est organisé à La Silla le compte `sneros` (répertoire `boum`) réservé à la chaîne de traitement en ligne des images supernovae. On indique aussi comment installer chez soi la chaîne de détection.

Table des matières

1	Fichiers concernant l'environnement	2
2	Répertoires de la machine maître <code>\$MACHI_MAITRE</code>	2
2.1	Miroir	2
2.2	Candidats, Flats, Logs, Mosaiques, Ref, Sub	3
2.3	Cur, Frac, Rouges	3
2.4	SNAna	3
2.5	Bandes	3
2.6	Suivi	3
2.7	Documentation	3
2.8	Cosmics, Work, Done	4
3	Répertoires des machines de travail <code>\$MACHINE1</code> et <code>\$MACHINE2</code>	4
3.1	Miroir	4
3.2	Cosmics	4
3.3	Work	4
3.4	Done	4
4	Les variables d'environnement: <code>sndefenv.csh</code>	4
4.1	<code>sndefenv.csh_test</code>	5
4.2	<code>sndefenv.csh_work</code>	8
5	Installation de la chaîne de traitement à domicile	11

La machine maître contrôle l'exécution des tâches, et deux autres machines, les machines 1 et 2, exécutent les tâches. La machine 1 s'occupe des CCD du numéro 0 au numéro 3, et la machine 2 des CCD du numéro 4 au numéro 7.

Les variables d'environnement pour ces 3 machines sont `$MACHI_MAITRE`, `$MACHINE1` et `$MACHINE2`.

Normalement, la machine maître est la machine maître de l'Acquisition (`ACQ_MACH_MASTER`, i.e. `dapax18`). Les machines qui travaillent sont pour la machine 1 la station alpha de la voie bleue (`ACQ_MACH_BLEU`, i.e. `dapax17`) et pour la machine 2 la station alpha de la voie rouge (`ACQ_MACH_ROUGE`, i.e. `dapax19`).

1 Fichiers concernant l'environnement

Dans le répertoire `~sneros`:

- `.login`: une copie de sauvegarde se trouve dans `$SN_DIR/.login_sneros`. C'est celui de `acqeros` plus quelques lignes concernant l'environnement de `sneros`.
- `.cshrc`: une copie de sauvegarde se trouve dans `$SN_DIR/.cshrc_sneros`. Il définit le `PATH` qui comprend d'abord le chemin des commandes de `PeidaProd`, puis ceux de `$SN_EXEC_DIR` (exécutables `sneros`), et de `$SN_DIR` (cshells de `sneros`). Il définit aussi le `LD_LIBRARY_PATH` c'est-à-dire l'endroit où se trouvent les bibliothèques de `Peida` et de `sneros`. Enfin à La Silla, où deux machines travaillent de concert, il faut que le nom de la machine apparaisse dans le nom des fichiers ".log". C'est ce qu'assure la définition de la variable `LOG_NUM_MACHINE`.
- `.cvspass`: une copie de sauvegarde se trouve dans `$SN_DIR/.cvspass_sneros`. Les sources `sneros` (dans l'avenir les cshells aussi) sont dans la base CVS du LAL (répertoire `SNAna`). Ceci assure une mise à jour aisée du répertoire des sources.

2 Répertoires de la machine maître `$MACHI_MAITRE`

Voici la description des principaux répertoires présents dans `/home/$MACHI_MAITRE/boum`, i.e. `/home/dapax18/boum` en temps normal.

Bien entendu, lorsqu'on souhaite faire travailler la chaîne ailleurs qu'à La Silla, on a toute liberté pour organiser ses répertoires comme on l'entend (cf. section 5).

Pour appréhender l'organisation des répertoires, on peut aussi consulter les fichiers définissant l'environnement à La Silla : `$SN_DIR/sndefenv.csh_test` pour un environnement de test (cf. section 4.1), `$SN_DIR/sndefenv.csh_work` pour un environnement de travail (cf. section 4.2).

2.1 Miroir

C'est le répertoire contenant:

- les exécutables (sous-répertoire `Exec`).
- les cshells (sous-répertoire `Csh`).
- la bibliothèque nécessaire aux exécutables (compilés en bibliothèque partagée pour réduire leur volume). C'est le sous-répertoire `Libs`.
- les fichiers nécessaires au traitement des images et tenant peu de place, comme les listes de zones fiduciaires des flats fields (sous-répertoire `FlatZf`).

C'est donc le répertoire contenant tout ce qui "effectue du travail" . Il est alors important qu'il soit local à la machine qui travaille. C'est pourquoi il existe une copie "miroir" de ce répertoire sur les machines de travail `$MACHINE1` (`dapax17`) et `$MACHINE2` (`dapax19`), d'où son nom !

Les modifications des fichiers de `Miroir` s'effectuent sur `$MACHI_MAITRE`. Il faut alors effectuer une copie miroir de ce répertoire de `$MACHI_MAITRE` vers `$MACHINE1` et `$MACHINE2`. Pour cela, on utilise la commande `mirrorcopy` de `acqeros`. Cette copie est aussi effectuée chaque jour grâce au système de copie miroir automatique de `acqeros` (fichier `/home/dapax18/prod/env/mirrordirs`).

2.2 Candidats, Flats, Logs, Mosaïques, Ref, Sub

Leurs noms parlent d'eux-mêmes. Ce sont les répertoires contenant tout ce qui doit être stocké (`$MACHI_MAITRE` est la machine de stockage).

Les références et les flats fields sont nécessaires à la chaîne de travail, mais trop volumineux pour être sur `$MACHINE1` ou `$MACHINE2`.

Les images soustraites sont stockées au cas où on désirerait les examiner.

Les listes de candidats, les mosaïques des candidats et les fichiers logs doivent bien sûr être stockés pour examen.

2.3 Cur, Frac, Rouges

Ce sont les répertoires, qui, lors de test ou de travail off-line, accueillent les images courantes, fractionnées, et rouges.

Les images rouges ne sont pas utilisées en ce moment (leur utilisation était prévue pour l'élimination des astéroïdes).

2.4 SNAna

C'est le répertoire des sources, à mettre à jour avec la base CVS.

2.5 Bandes

On stocke dans ce répertoire toutes les informations sur les bandes Dlt d'images "supernovae" amenées ou confectionnées à La Silla.

2.6 Suivi

On met dans ce répertoire toutes les informations sur le suivi des supernovae effectué à l'ESO (Marly, Danois, etc.).

2.7 Documentation

Les documentations sur le fonctionnement de la chaîne supernovae et son organisation y sont rangées.

2.8 Cosmics, Work, Done

Ce sont des répertoires qui sont nécessaires aux machines de travail. Cependant, par souci de symétrie, `$MACHI_MAITRE` les possède aussi.

3 Répertoires des machines de travail `$MACHINE1` et `$MACHINE2`

Leur organisation est symétrique.

3.1 Miroir

Nous ne reviendrons pas sur le répertoire `Miroir` décrit dans la section 2.8. Rappelons cependant que toute modification de `Miroir` sur `$MACHI_MAITRE` doit être suivie d'une copie miroir de ce répertoire de `$MACHI_MAITRE` vers `$MACHINE1` et `$MACHINE2`.

3.2 Cosmics

C'est le répertoire des catalogues produits lors de la détection des cosmiques.

3.3 Work

C'est le répertoire de travail de la chaîne de traitement. Il abrite les sous-répertoires `CurCat` (catalogues images courantes), `Transfo` (transformation géométrique entre deux images fractionnées, pour l'étude des astéroïdes) et `CosZf` (zones fiduciaires établies à partir des catalogues de cosmiques).

3.4 Done

Ce répertoire contient tous les fichiers dans lesquels sont listées toutes les images traitées, que ce soit par le décosmiquage ou la chaîne de détection. Le rôle de ces fichiers est de ne pas traiter plusieurs fois le même champ. Ainsi, en cas d'arrêt intempestif, en ré-exécutant la chaîne de traitement, on ne traite pas les images déjà processées.

4 Les variables d'environnement: `sndefenv.csh`

En temps normal, les images prises pendant la nuit sont stockées sur les machines d'acquisition et traitées dans la journée suivante. Ceci correspond à un environnement de travail en ligne, défini dans `sndefenv.csh_work`. *C'est l'environnement par défaut.*

Parfois, on souhaite stocker les images à traiter sur `$MACHI_MAITRE` et effectuer un traitement différé. Ceci correspond à un environnement de test, défini

dans `sndefenv.csh_test`. Dans le cas d'un traitement différé, il ne reste plus qu'à copier les images à traiter: les fractionnées dans `$SN_FRAC_DIR`, les réduites dans `$SN_CUR_DIR`.

Lorsqu'une des machines bleue ou rouge de l'Acquisition vient à manquer, l'environnement n'est pas perturbé. En effet, dans ce cas, les variables d'environnement de l'Acquisition `ACQ_MACH_BLEU` et `ACQ_MACH_ROUGE` sont modifiées par la personne en charge de l'Acquisition. Généralement, la machine maître (`ACQ_MACH_MASTER`, i.e. `dapax18`) remplace la machine défaillante. Les variables définissant les machines de travail `$MACHINE1` et `$MACHINE2` sont donc automatiquement modifiées, puisqu'elle pointent vers les variables `ACQ_MACH_BLEU` et `ACQ_MACH_ROUGE`. La machine maître est alors aussi une des deux machines de travail. En particulier une machine de travail traite 4 des 8 CCD d'une image, et la machine de travail qui est aussi la machine maître traite les 4 autres CCD. *Il n'y a donc pas à intervenir.*

Cependant, si dans cette situation, on souhaite fonctionner sur la machine maître seule, il faut qu'elle traite les 8 CCD d'une image. Il faut alors modifier dans le fichier d'environnement `$SN_DIR/sndefenv.csh` la variable `RUN_MACHINE_MAITRE` à mettre à 1, afin que la machine maître traite les 8 CCD.

De manière générale, si on souhaite fonctionner sur la machine maître seule, il faut modifier dans le fichier d'environnement `$SN_DIR/sndefenv.csh` la variable `RUN_MACHINE_MAITRE` et la mettre à 1. Il ne faudra alors utiliser que des commandes locales, indiquées par le suffixe `“.csh”` : `sndoall.csh` par exemple.

Dans tous les cas, la description complète de la marche à suivre se trouve dans la documentation “Gestion de la chaîne de détection des supernovae”.

4.1 `sndefenv.csh_test`

```
## definition de l'environnement de travail pour la
## recherche de supernovae a La Silla.
## Cas de TESTS OFF LINE, ie images courantes est fractionnees
## sauvees sur $MACHI_MAITRE dans $SN_CUR_DIR et $SN_FRAC_DIR.

## SI dapax18+ dapax17+dapax19
## machine maitre = dapax18
## machine 1 = dapax17, machine2 = dapax19

## SI dapax18+ dapax1?
## machine maitre = dapax18
## dapax18 remplace l'absente

## Si pas dapax18: tout transporter sur autre machine
## qui devient maitre

## Si une seule machine: elle sera maitre
## mettre RUN_MACHINE_MAITRE a 1
## employer sndoall.csh et non sndoall.csh
## et de maniere generale truc.csh et non truc.csh

setenv MACHI_MAITRE      $ACQ_MACH_MASTER
setenv MACHINE1         $ACQ_MACH_BLEU
```

```

setenv MACHINE2          $ACQ_MACH_ROUGE

setenv RUN_MACHINE_MAITRE  0

# directory chapeautant l'arborescence
# sur machine locale
setenv SN_HEAD_DIR        /home/'uname -n'/boum/

# directory maitre et de stockage
# sur dapax18
setenv SN_DOCK_DIR        /home/$MACHI_MAITRE/boum/

# directory de travail
setenv SN_WORK_DIR        $SN_HEAD_DIR/Work

# directory miroir sur machine maitre, machine1 et machine2
setenv SN_MIROIR $SN_HEAD_DIR/Miroir/

# directory des Cshells
setenv SN_DIR              $SN_HEAD_DIR/Miroir/Csh
setenv SN_DIR1            /home/$MACHINE1/boum/Miroir/Csh
setenv SN_DIR2            /home/$MACHINE2/boum/Miroir/Csh

## on repartit les taches
cp $SN_DIR/champs.maitre.lst  $SN_DIR/champs.$MACHI_MAITRE.lst
cp $SN_DIR/champs.machine1.lst $SN_DIR/champs.$MACHINE1.lst
cp $SN_DIR/champs.machine2.lst $SN_DIR/champs.$MACHINE2.lst

if ($RUN_MACHINE_MAITRE == 1) then
  cp $SN_DIR/champs.maitre.lst  $SN_DIR/champs.$MACHI_MAITRE.lst
endif

# directory des Executables, Objets, et
# Bibliotheques partagees
setenv SN_EXEC_DIR        $SN_HEAD_DIR/Miroir/Exec
setenv SN_OBJ_DIR         $SN_DOCK_DIR/Objs
setenv SN_LIBS_DIR        $SN_HEAD_DIR/Miroir/Libs

# directory des Images References,
# Images et Catalogues
setenv SN_REF_DIR         $SN_DOCK_DIR/Ref
setenv SN_REFIMG_DIR      $SN_REF_DIR/Img
setenv SN_REFCAT_DIR      $SN_REF_DIR/Cat

# directory des Images Rouges
setenv SN_RED_DIR         $SN_DOCK_DIR/Rouges/
setenv SN_REDIMG_DIR      $SN_RED_DIR
setenv SN_REDCAT_DIR      $SN_DOCK_DIR/Rouges/Cat

# directory des Images Courantes,

```

```

# Images et Catalogues
setenv SN_CUR_DIR      $SN_DOCK_DIR/Cur
setenv SN_CURCAT_DIR   $SN_WORK_DIR/CurCat

# directory des Images Fractionnees
setenv SN_FRAC_DIR     $SN_DOCK_DIR/Frac

# directory des Flats,
# Images et ZonesFiducielles
setenv SN_FLAT_DIR     $SN_DOCK_DIR/Flat
setenv SN_FLATZF_DIR   $SN_HEAD_DIR/Miroir/FlatZF

# directory des listes de candidats
setenv SN_CAND_DIR     $SN_DOCK_DIR/Candidats
# directory des mosaïques de candidats
setenv SN_MOSA_DIR     $SN_DOCK_DIR/Mosaïques
# directory des Images Soustraites
setenv SN_SUB_DIR     $SN_DOCK_DIR/Sub

# directory des catalogues pour les cosmiques
setenv SN_COS_DIR     $SN_HEAD_DIR/Cosmics/
# directory des catalogues d'objets sur fractionnees
setenv COS_CATOBJ_DIR $SN_COS_DIR/cat
# directory des catalogues de cosmiques
setenv SN_COSCAT_DIR  $SN_COS_DIR/cosmic_cat
# directory des listes de zones fiducielles
# de cosmiques
setenv SN_COSZF_DIR   $SN_WORK_DIR/CosZf

# directory des logs
setenv SN_LOG_DIR     $SN_DOCK_DIR/Logs
# pour avoir le nom de machine inscrit
# dans le nom du log.
setenv LOG_NUM_MACHINE 1

# log general
setenv SN_LOG_ERR $SN_LOG_DIR/sn'date '+%d/%m/%y' '.general.' 'uname -n' .log

# directory des fichiers done
setenv SN_DONE_DIR    $SN_HEAD_DIR/Done

# fichiers des images courantes traitees
setenv SN_DONE_FILE   $SN_DONE_DIR/sndone
# fichiers des images rouges traitees
setenv SN_REDDONE_FILE $SN_DONE_DIR/reddone
# fichiers des images frac. traitees
# pour la recherche de cosmiques
setenv SN_COSDONE_FILE $SN_DONE_DIR/cos.log
# fichiers des images flats traitees
# pour la recherche des zones mauvaises
setenv SN_FLATDONE_FILE $SN_DONE_DIR/snflatdone

```

```

# fichiers specifiant les champs a traiter
# (expression reguliere)
setenv SN_CHAMPS_FILE      $SN_DIR/champs.'uname -n'.lst
# fichiers specifiant les champs a NE PAS traiter
# (liste des nom fits reduits (*tbr*) et frac. (*tbf*))
setenv SN_EXCLU_FILE      $SN_DIR/exclu.list

# juste parce que c'est commode
# parce que les fichiers DONE sont des fichiers locaux,
# pour pouvoir les regarder ou modifier depuis machine maitre
# Attention , c'est dangereux si on les
# change de place !

setenv SN_DONE_FILE1      /home/$MACHINE1/boum/Done/sndone
setenv SN_DONE_FILE2      /home/$MACHINE2/boum/Done/sndone
setenv SN_COSDONE_FILE1   /home/$MACHINE1/boum/Done/cos.log
setenv SN_COSDONE_FILE2   /home/$MACHINE2/boum/Done/cos.log

setenv LOG1 $SN_LOG_DIR/sn'date '+%d%/m%/y' '.general.$MACHINE1.log
setenv LOG2 $SN_LOG_DIR/sn'date '+%d%/m%/y' '.general.$MACHINE2.log

setenv LOGCOS1 /home/$MACHINE1/boum/Work/res.cos
setenv LOGCOS2 /home/$MACHINE2/boum/Work/res.cos
setenv LOGSN1  /home/$MACHINE1/boum/Work/res.sn
setenv LOGSN2  /home/$MACHINE2/boum/Work/res.sn

setenv DO1 /home/$MACHINE1/boum/Done
setenv DO2 /home/$MACHINE2/boum/Done
setenv W1  /home/$MACHINE1/boum/Work
setenv W2  /home/$MACHINE2/boum/Work
setenv DI1 /home/$MACHINE1/boum/Miroir/Csh
setenv DI2 /home/$MACHINE2/boum/Miroir/Csh

```

4.2 sndefenv.csh_work

```

## definition de l'environnement de travail pour la
## recherche de supernovae a La Silla.
## Cas de TRAVAIL EN LIGNE, ie images courantes est fractionnees
## sauvees dans $ACQ_DATA_RED_B et $ACQ_DATA_FRAC_B.

## SI dapax18+ dapax17+dapax19
## machine maitre = dapax18
## machine 1 = dapax17, machine2 = dapax19

## SI dapax18+ dapax1?
## machine maitre = dapax18
## dapax18 remplace l'absente

```



```

## Si pas dapax18: tout transporter sur autre machine
## qui devient maitre

## Si une seule machine: elle sera maitre
## mettre RUN_MACHINE_MAITRE a 1
## employer sndoall_.csh et non sndoall.csh
## et de maniere generale truc_.csh et non truc.csh

setenv MACHI_MAITRE      $ACQ_MACH_MASTER
setenv MACHINE1          $ACQ_MACH_BLEU
setenv MACHINE2          $ACQ_MACH_ROUGE

setenv RUN_MACHINE_MAITRE 0

# directory chapeautant l'arborescence
# sur machine locale
setenv SN_HEAD_DIR       /home/'uname -n'/boum/

# directory maitre et de stockage
# sur dapax18
setenv SN_DOCK_DIR       /home/$MACHI_MAITRE/boum/

# directory de travail
setenv SN_WORK_DIR       $SN_HEAD_DIR/Work

# directory miroir sur machine maitre, machine1 et machine2
setenv SN_MIROIR $SN_HEAD_DIR/Miroir/

# directory des Cshells
setenv SN_DIR             $SN_HEAD_DIR/Miroir/Csh
setenv SN_DIR1           /home/$MACHINE1/boum/Miroir/Csh
setenv SN_DIR2           /home/$MACHINE2/boum/Miroir/Csh

## on repartit les taches
cp $SN_DIR/champs.maitre.lst  $SN_DIR/champs.$MACHI_MAITRE.lst
cp $SN_DIR/champs.machine1.lst $SN_DIR/champs.$MACHINE1.lst
cp $SN_DIR/champs.machine2.lst $SN_DIR/champs.$MACHINE2.lst

if ($RUN_MACHINE_MAITRE == 1) then
  cp $SN_DIR/champs.maitre.lst  $SN_DIR/champs.$MACHI_MAITRE.lst
endif

# directory des Executables, Objets, et
# Bibliotheques partagees
setenv SN_EXEC_DIR       $SN_HEAD_DIR/Miroir/Exec
setenv SN_OBJ_DIR        $SN_DOCK_DIR/Objjs
setenv SN_LIBS_DIR       $SN_HEAD_DIR/Miroir/Libs

# directory des Images References,
# Images et Catalogues
setenv SN_REF_DIR        $SN_DOCK_DIR/Ref

```

```

setenv SN_REFIMG_DIR      $SN_REF_DIR/Img
setenv SN_REFCAT_DIR     $SN_REF_DIR/Cat

# directory des Images Rouges
setenv SN_RED_DIR        $DATA_RED_R
setenv SN_REDIMG_DIR     $DATA_RED_R
setenv SN_REDCAT_DIR     $SN_WORK_DIR

# directory des Images Courantes,
# Images et Catalogues
setenv SN_CUR_DIR        $DATA_RED_B
setenv SN_CURCAT_DIR     $SN_WORK_DIR/CurCat

# directory des Images Fractionnees
setenv SN_FRAC_DIR       $DATA_BRUT_B

# directory des Flats,
# Images et ZonesFiducielles
setenv SN_FLAT_DIR       $SN_DOCK_DIR/Flat
setenv SN_FLATZF_DIR     $SN_HEAD_DIR/Miroir/FlatZF

# directory des listes de candidats
setenv SN_CAND_DIR       $SN_DOCK_DIR/Candidats
# directory des mosaïques de candidats
setenv SN_MOSA_DIR       $SN_DOCK_DIR/Mosaïques
# directory des Images Soustraites
setenv SN_SUB_DIR        $SN_DOCK_DIR/Sub

# directory des catalogues pour les cosmiques
setenv SN_COS_DIR        $SN_HEAD_DIR/Cosmics/
# directory des catalogues d'objets sur fractionnees
setenv COS_CATOBJ_DIR    $SN_COS_DIR/cat
# directory des catalogues de cosmiques
setenv SN_COSCAT_DIR     $SN_COS_DIR/cosmic_cat
# directory des listes de zones fiducielles
# de cosmiques
setenv SN_COSZF_DIR     $SN_WORK_DIR/CosZf

# directory des logs
setenv SN_LOG_DIR        $SN_DOCK_DIR/Logs
# pour avoir le nom de machine inscrit
# dans le nom du log.
setenv LOG_NUM_MACHINE   1

# log general
setenv SN_LOG_ERR $SN_LOG_DIR/sn`date +%d/%m/%y`.general.`uname -n`.log

# directory des fichiers done
setenv SN_DONE_DIR       $SN_HEAD_DIR/Done

# fichiers des images courantes traitees
setenv SN_DONE_FILE      $SN_DONE_DIR/sndone

```

```

# fichiers des images rouges traitees
setenv SN_REDDONE_FILE    $SN_DONE_DIR/reddone
# fichiers des images frac. traitees
# pour la recherche de cosmiques
setenv SN_COSDONE_FILE    $SN_DONE_DIR/cos.log
# fichiers des images flats traitees
# pour la recherche des zones mauvaises
setenv SN_FLATDONE_FILE    $SN_DONE_DIR/snflatdone

# fichiers specifiant les champs a traiter
# (expression reguliere)
setenv SN_CHAMPS_FILE    $SN_DIR/champs.'uname -n'.lst
# fichiers specifiant les champs a NE PAS traiter
# (liste des nom fits reduits (*tbr*) et frac. (*tbf*))
setenv SN_EXCLU_FILE    $SN_DIR/exclu.list

# juste parce que c'est commode
# parce que les fichiers DONE sont des fichiers locaux,
# pour pouvoir les regarder ou modifier depuis machine maitre
# Attention , c'est dangereux si on les
# change de place !

setenv SN_DONE_FILE1    /home/$MACHINE1/boum/Done/sndone
setenv SN_DONE_FILE2    /home/$MACHINE2/boum/Done/sndone
setenv SN_COSDONE_FILE1 /home/$MACHINE1/boum/Done/cos.log
setenv SN_COSDONE_FILE2 /home/$MACHINE2/boum/Done/cos.log

setenv LOG1 $SN_LOG_DIR/sn'date '+%d%m%y' '.general.$MACHINE1.log
setenv LOG2 $SN_LOG_DIR/sn'date '+%d%m%y' '.general.$MACHINE2.log

setenv LOGCOS1 /home/$MACHINE1/boum/Work/res.cos
setenv LOGCOS2 /home/$MACHINE2/boum/Work/res.cos
setenv LOGSN1 /home/$MACHINE1/boum/Work/res.sn
setenv LOGSN2 /home/$MACHINE2/boum/Work/res.sn

setenv DO1 /home/$MACHINE1/boum/Done
setenv DO2 /home/$MACHINE2/boum/Done
setenv W1 /home/$MACHINE1/boum/Work
setenv W2 /home/$MACHINE2/boum/Work
setenv DI1 /home/$MACHINE1/boum/Miroir/Csh
setenv DI2 /home/$MACHINE2/boum/Miroir/Csh

```

5 Installation de la chaîne de traitement à domicile

1. Importer le contenu du futur \$SN_DIR depuis `~hardin/Csh_las` (bientôt sous CVS).

2. Importer **SNAna** avec **CVS**.
3. Accorder la définition des variables d'environnement du fichier **sndefenv.csh** (auxquelles la Makefile fait référence) avec votre organisation personnelle des répertoires. La seule obligation est d'affecter un répertoire à chacune des variables d'environnement définie.
4. Pour chaque champ à traiter, les images courante, référence et fractionnées, ainsi qu'une image flat field sont nécessaires. L'obtention des zones fiducielles du flat field est décrite dans le mode d'emploi de la chaîne de traitement.
5. Lorsqu'existent deux cshells de type **truc.csh** et **truc_.csh**, **truc_.csh** est destiné à une utilisation à domicile, et **truc.csh** est réservé à une utilisation à La Silla (il lance **truc_.csh** en tâche de fond sur les machines **\$MACHINE1** et **\$MACHINE2**).

Annexe B

Mode d'emploi de la chaîne de
traitement automatique des données
pour la détection des supernovae

Gestion de la chaîne de détection des supernovae

Delphine HARDIN

13 août 1998

Résumé

Cette note explique comment exécuter la chaîne de détection en ligne des supernovae à La Silla, en surveiller le bon déroulement, puis examiner les candidats détectés.

Table des matières

1	Les commandes	2
2	Précautions avant d'exécuter la chaîne de traitement	3
2.1	Environnement	3
2.2	Place disque	4
2.3	Qualité des données	4
2.4	Sélection des images à traiter	5
3	Surveillance	5
3.1	Log de surveillance générale.	5
3.2	Logs spécifiques à une tâche de la chaîne.	6
4	Examens des candidats	8
4.1	Listes de candidats	8
4.1.1	Description	9
4.1.2	Étiquettes des candidats	9
4.2	Mosaïques de candidats	9
5	FAQ — ou quelques problèmes courants et leurs solutions	11
6	Modifier les coupures et réexaminer les candidats	16
7	Maintenance	16
7.1	Nettoyage.	16
7.2	Listes de zones fiducielles des flats fields.	17
7.3	Réduction manuelle des images fractionnées	17

La machine maître contrôle l'exécution des tâches, et deux autres machines, les machines 1 et 2, exécutent les tâches. La machine 1 s'occupe des CCD du numéro 0 au numéro 3, et la machine 2 des CCD du numéro 4 au numéro 7.

Les variables d'environnement pour ces 3 machines sont `$MACHI_MAITRE`, `$MACHINE1` et `$MACHINE2`.

Normalement, la machine maître est la machine maître de l'Acquisition (`ACQ_MACH_MASTER`, i.e. `dapax18`). Les machines qui travaillent sont pour la machine 1 la station alpha de la voie bleue (`ACQ_MACH_BLEU`, i.e. `dapax17`) et pour la machine 2 la station alpha de la voie rouge (`ACQ_MACH_ROUGE`, i.e. `dapax19`).

1 Les commandes

login: On se logue sur la machine maître, i.e. `ACQ_MACH_MASTER`, soit `dapax18` en temps normal, sous `sneros`. Par la suite, les commandes sont présentées en supposant que la machine maître est `dapax18`.

```
login: sneros
passwd: celui de acqeros
```

Ceci pour des raisons de sécurité vis-à-vis du contenu des répertoires de `acqeros`.

commande:

```
dapax18-sneros >sndoall.csh
```

Elle lance sur les machines de travail `$MACHINE1` et `$MACHINE2` la commande locale `sndoall_.csh`.

pour lister les jobs :

Pour lister les jobs actuellement effectués par `sneros` sur `dapax17`, `dapax18` et `dapax19`:

```
dapax18-sneros >snerosjobs.csh
```

Pour lister les numéros de PID des tâches de la chaîne de détection actuellement effectuées par `sneros` sur `dapax17`, `dapax18` et `dapax19`:

```
dapax18-sneros >snerosPID.csh
```

pour tout arrêter en urgence:

Pour tuer les tâches de la chaîne de détection actuellement effectuées par `sneros` sur `dapax17`, `dapax18` et `dapax19` (à effectuer plusieurs fois):

```
dapax18-sneros >sneroskill.csh
```

fichiers "DONE":

Le nom des images traitées par chacune des machines est inscrit dans des fichiers situés sur `$MACHINE1` et `$MACHINE2`. Il s'agit de `$SN_COSDONE_FILE1` et `$SN_COSDONE_FILE2` pour la détection des cosmiques et de `$SN_DONE_FILE1` et `$SN_DONE_FILE2` pour la détection des supernovae. Pour la détection des cosmiques, on utilise les images fractionnées: c'est donc le nom des images fractionnées qui est inscrit dans `$SN_COSDONE_FILE1` ou `$SN_COSDONE_FILE2`. Par contre, la chaîne de détection des supernovae utilise l'image réduite, ce sera donc son nom qui apparaîtra dans `$SN_DONE_FILE1` ou `$SN_DONE_FILE2`.

De cette façon, une image déjà traitée ne l'est pas à nouveau, même en cas d'interruption et de reprise successive du traitement.

2 Précautions avant d'exécuter la chaîne de traitement

2.1 Environnement

En fonctionnement normal, il n'est pas nécessaire de modifier l'environnement. Quelques situations requièrent cependant des changements.

1. On souhaite passer en environnement de travail off-line.

En temps normal, les images prises pendant la nuit sont stockées sur les machines d'acquisition et traitées dans la journée suivante. Ceci correspond à un environnement de travail en ligne, que l'on obtient en effectuant la commande:

```
dapax18-sneros >env_work_inline.csh
```

C'est l'environnement par défaut.

Parfois, on souhaite stocker les images à traiter sur `$MACHI_MAITRE` et effectuer un traitement différé. Ceci correspond à un environnement de test, obtenu en effectuant la commande:

```
dapax18-sneros >env_test_offline.csh
```

Dans le cas d'un traitement différé, il ne reste plus qu'à copier les images à traiter: les fractionnées dans `$SN_FRAC_DIR`, les réduites dans `$SN_CUR_DIR`.

Pour revenir à un environnement de travail en ligne:

```
dapax18-sneros >env_work_inline.csh
```

Si on veut que ces modifications d'environnement soient effectives dans la fenêtre Unix où on travaille, et pas seulement pour les cshells, exécuter:

```
dapax18-sneros >source $SN_DIR/sndefenv.csh
```

2. Une des machines bleue ou rouge de l'Acquisition vient à manquer.

Dans ce cas, les variables d'environnement de l'Acquisition `ACQ_MACH_BLEU` et `ACQ_MACH_ROUGE` sont modifiées par la personne en charge de l'Acquisition. Généralement, la machine maître (`ACQ_MACH_MASTER`, i.e. `dapax18`) remplace la machine défaillante. Les variables définissant les machines de travail `$MACHINE1` et `$MACHINE2` sont donc automatiquement modifiées, puisqu'elles pointent vers les variables `ACQ_MACH_BLEU` et `ACQ_MACH_ROUGE`. La machine maître est alors aussi une des deux machines de travail. En particulier une machine de travail traite 4 des 8 CCD d'une image, et la machine de travail qui est aussi la machine maître traite les 4 autres CCD.

Jusqu'ici, il n'y a donc pas à intervenir.

Mais si dans cette situation, on souhaite fonctionner sur la machine maître seule, il faut qu'elle traite les 8 CCD d'une image. Il faut alors modifier dans le fichier d'environnement `$SN_DIR/sndefenv.csh` la variable `RUN_MACHINE_MAITRE` à mettre à 1, afin que la machine maître traite les 8 CCD. Après modification du fichier, effectuer sur la machine maître:

```
dapax18-sneros >env_modif.csh
```


3. Fonctionner sur une seule machine.

De manière générale, si on souhaite fonctionner sur la machine maître seule, il faut mieux modifier dans le fichier d'environnement `$SN_DIR/sndefenv.csh` la variable `RUN_MACHINE_MAITRE` et la mettre à 1. Après modification du fichier, effectuer sur la machine maître:

```
dapax18-sneros >env_modif.csh
```

Les commandes à lancer sont alors: `sndoall.csh`, `clean.csh`, `sneroskill.csh`, `snerosjobs.csh`, c'est-à-dire qu'on ne lance que des commandes locales.

2.2 Place disque

Il faut vérifier la place disque sur les machines `$MACHI_MAITRE`, `$MACHINE1` et `$MACHINE2` avec la commande `df` . sur chacune des machines.

Un nettoyage quotidien peut être effectué avec la commande `clean.csh` décrite en section 7. Elle permet de nettoyer les répertoires de travail de `$MACHINE1` et `$MACHINE2`.

Par contre, le répertoire des soustractions `$SN_SUB_DIR` est à nettoyer à la main, si on veut faire de la place sur la machine maître.

D'autre part, lorsque les répertoires `$SN_CAND_DIR` et `$SN_MOSA_DIR` contiennent les listes de candidats et les mosaïques d'une recherche précédente, il est préférable de renommer ces répertoires (en incluant la date dans leur nouveau nom), et de recréer deux nouveaux répertoires `$SN_CAND_DIR` et `$SN_MOSA_DIR`.

Par exemple, si `$SN_CAND_DIR` et `$SN_MOSA_DIR` contiennent les candidats et les mosaïques du 7j20:

exemple :

```
dapax18-sneros >cd $SN_HEAD_DIR
dapax18-sneros >mv Candidats Candidats_7j20
dapax18-sneros >mkdir Candidats
dapax18-sneros >mv Mosaïques Mosaïques_7j20
dapax18-sneros >mkdir Mosaïques
```

2.3 Qualité des données

Il faut vérifier la qualité des données: problèmes électroniques, gouttes de condensation sur le hublot, traces importantes de satellites.

Lorsqu'on travaille à distance, on peut à cet effet découper, compresser et transférer un morceau de CCD. Voici un exemple pour l'image `nr42214tbr7k2060.fits`.

exemple :

```
dapax18-sneros >cd $SN_WORK_DIR
dapax18-sneros >$SN_EXEC_DIR/decoupe_image
-i $SN_CUR_DIR/nr42214tbr7k2060.fits
-o nr42214_decoupe.fits -x 200 -y 200 -X 500 -Y 500
dapax18-sneros >gzip nr42214_decoupe.fits
```

On a ainsi découpé une image 500x500 du CCD, en positionnant le coin en (200,200) sur l'image originelle. Il ne reste plus qu'à la rapatrier !

2.4 Sélection des images à traiter

Les mauvaises images ne doivent pas être traitées. Le moyen le plus simple est d'inscrire le nom de ces images dans la liste des images déjà traitées.

exemple : on ne veut pas traiter l'image du champ nr201 qui vient d'être prise:

```
dapax18-sneros >cd $DATA_RED_B
dapax18-sneros >ls nr201* > $SN_DONE_FILE1
dapax18-sneros >ls nr201* > $SN_DONE_FILE2
dapax18-sneros >cd $DATA_BRUT_B
dapax18-sneros >ls nr201* > $SN_COSDONE_FILE1
dapax18-sneros >ls nr201* > $SN_COSDONE_FILE2
```

3 Surveillance

La commande `sndoall.csh` lance le cshell `sndoall_.csh` sur les machines `$MACHINE1` et `$MACHINE2` en tâche de fond. Les sorties standard ou d'erreur ne s'affichent donc pas sur l'écran.

Il est important de surveiller le déroulement de la chaîne, afin de pouvoir réagir immédiatement en cas de problème. A cette effet, des fichiers `.log` sont écrits et stockés dans le répertoire `$SN_LOG_DIR`, sur `$MACHI_MAITRE`.

3.1 Log de surveillance générale.

Les tâches écrivent dans les fichiers :

```
$SN_LOG_DIR/sn'today'.general.'nom_machine'.log
```

ce qu'elles font au fur et à mesure. Lorsque qu'une erreur se produit , un message s'inscrit dans ces fichiers `.log`. Ces `.log` permettent donc de savoir si le travail se passe bien, informatiquement parlant. Lorsque tout se passe bien, ce `.log` ressemble à la figure 1. Quand une erreur se produit, le `.log` s'en ressent (figure 2).

Il est indispensable de repérer les messages d'erreur dans ces logs. Comme leur nom est un peu long, on peut y accéder plus pratiquement en utilisant `$LOG1` pour le `.log` de `$MACHINE1` et `$LOG2` pour le `.log` de `$MACHINE2`.

On peut donc procéder de la sorte:

consulter le log:

```
dapax18-sneros >more $LOG1
dapax18-sneros >more $LOG2
```

regarder quelles images sont traitées:

```
dapax18-sneros >tail $LOG1
dapax18-sneros >tail $LOG2
```

repérer les erreurs:

```
dapax18-sneros >grep ERREUR $LOG1
dapax18-sneros >grep ECHOUE $LOG1
dapax18-sneros >grep ERREUR $LOG2
dapax18-sneros >grep ECHOUE $LOG2
```

3.2 Logs spécifiques à une tâche de la chaîne.

Des fichiers .log contenant des informations sur les paramètres utilisés ou calculés à chaque étape du traitement sont aussi disponibles. Il s'agit de :

- `$SN_LOG_DIR/sn'today'.cosmic'.nom_machine'.log,`
- `$SN_LOG_DIR/sn'today'.etape0'.nom_machine'.log,`
- `$SN_LOG_DIR/sn'today'.etape2'.nom_machine'.log,`
- `$SN_LOG_DIR/sn'today'.etape3'.nom_machine'.log.`

En voici une description:

1. `$SN_LOG_DIR/sn'today'.cosmic'.nom_machine'.log`

Il est important de surveiller le fichier .log d'élimination des cosmiques, qui est la première tâche effectuée par la chaîne.

Le programme de détection des cosmiques de Jean-Christophe fournit des listes de cosmiques contenant leurs positions et leurs tailles. La transformation de ces catalogues en zones fiducielles permet d'utiliser ces informations dans la chaîne. Le fichier .log est écrit par la chaîne lors de cette dernière étape (figure 3).

Chaque ligne présente le nombre de cosmiques, la somme des surfaces en pixels des zones éliminées, le nombre d'objets du catalogue identifiés comme des colonnes chaudes ou des lignes (non gardés), le nombre d'objets dont le `kron_radius = 0`, et le nombre d'objets dont on ne tient pas compte parce qu'ils sont trop grands.

La surface éliminée est généralement inférieure à 10 000 pixels. Si elle devient trop grande (plus de 30 000 pixels par exemple), ce peut être un problème bénin (satellite) ou plus grave (shuffling, problème électronique).

2. `$SN_LOG_DIR/sn'today'.etape0'.nom_machine'.log`

Ce fichier concerne la première étape du traitement: l'établissement du catalogue d'objets des images par Source Extractor, et le nettoyage des catalogues des zones mortes du CCD.

3. `$SN_LOG_DIR/sn'today'.etape2'.nom_machine'.log`

Ce fichier concerne la deuxième étape du traitement: la soustraction de l'image de référence de l'image courante. On y trouve en particulier des informations sur le seeing et le coefficient d'absorption, qui permettent de juger de la qualité des données.

Ce fichier peut être transformé en liste ASCII lisible par PAW grâce à la commande:

```
litlog2 -i $SN_LOG_DIR/sn'today'.etape2'.nom_machine'.log -o
nom_liste
```

La commande `litlog2 -k` écrit le kumac `litlog2.kumac` permettant de lire cette liste ASCII dans un ntuple de PAW. Elle fournit aussi des explications quant aux variables.

4. `$SN_LOG_DIR/sn'today'.etape3'.nom_machine'.log`

Ce fichier concerne la troisième étape du traitement: la détection des candidats sur l'image soustraite. On y trouve donc des informations sur le nombre de

```

#####
Thu Oct 9 10:30:35 CST 1997
## Sndocsm: 122 images a traitez ##
#####
#Traitement Cosmique /home/dapax18/boum//Frac/nr20316tbf7c3166.fits
                        /home/dapax18/boum//Frac/nr20316tbf7c3167.fits
#####
Thu Oct 9 10:42:56 CST 1997
## SNaufind: 9 images a traitez ##
#####
#Debut traitement nr04410tbr6j1328.fits nr04410tbr7j0410.fits
Thu Oct 9 10:42:57 CST 1997 nr04410tbr6j1328.fits nr04410tbr7j0410.fits
Debut traitement 1/4 nr04410abr6j1328.fits nr04410abr7j0410.fits
chSN0.csh: /home/dapax17/boum//Work/nr04410abr6j1328.fits
SEXtractor: /home/dapax17/boum//Work/nr04410abr6j1328.fits
chSN0.csh: /home/dapax17/boum//Work/nr04410abr7j0410.fits
SEXtractor: /home/dapax17/boum//Work/nr04410abr7j0410.fits
chSN2.csh: /home/dapax17/boum//Work/nr04410abr6j1328.fits
                /home/dapax17/boum//Work/nr04410abr7j0410.fits
chSN3.csh: /home/dapax17/boum//Work/nr04410abr6j1328.fits
                /home/dapax17/boum//Work/nr04410abr7j0410.fits
Fin traitement 1/4 nr04410abr6j1328.fits nr04410abr7j0410.fits

```

FIG. 1 – *Le fichier \$SN_LOG_DIR/sn'today'.general.'nom_machine'.log lorsque qu'aucune erreur ne se produit.*

```

#####
#Traitement Cosmique /home/dapax18/boum//Frac/nr20316tbf7c3166.fits
                        /home/dapax18/boum//Frac/nr20316tbf7c3167.fits
    Erreur cannot open: /home/dapax19/boum//Work/CosZf/nr20316tbr7c3166_cos.zf
    ERREUR nettoiecat
Traitement Cosmique ECHOUÉ
...
Debut traitement 1/4 nr20317dbr7b0692.fits nr20317dbr7c3166.fits
chSN0.csh: /home/manip/mnt/eros/hardin/Work/nr20317dbr7b0692.fits
SEXtractor: /home/manip/mnt/eros/hardin/Work/nr20317dbr7b0692.fits
chSN0.csh: /home/manip/mnt/eros/hardin/Work/nr20317dbr7c3166.fits
SEXtractor: /home/manip/mnt/eros/hardin/Work/nr20317dbr7c3166.fits
chSN2.csh: /home/manip/mnt/eros/hardin/Work/nr20317dbr7b0692.fits
                /home/manip/mnt/eros/hardin/Work/nr20317dbr7c3166.fits
    Erreur Transfo FindTransl3
    Erreur RechercheTransfoFin
    ERREUR: association
Fin traitement 1/4 nr20317dbr7b0692.fits nr20317dbr7c3166.fits
    ERREUR: traitement des 4 1/4 echoue
    ERREUR dans traitement4.csh nr20317tbr7b0692.fits nr20317tbr7c3166.fits
Fin traitement nr20317tbr7b0692.fits nr20317tbr7c3166.fits
Thu Oct 9 12:00:42 MET DST 1997 nr20317tbr7b0692.fits nr20317tbr7c3166.fits

```

FIG. 2 – *Le fichier \$SN_LOG_DIR/sn'today'.general.'nom_machine'.log lorsque une erreur se produit.*

Log Transformation Catalogue JC en Zones Bad						
Nom	Nbre Cosmiques;		Surface;		N = col;	N = ligne;
					N krad=0;	N trop grds;
nr20810tbf7e038	224	4395	0	0	0	0
nr20811tbf7e039	271	5946	0	0	3	0
nr20812tbf7e039	231	5242	0	0	0	0
nr20813tbf7e039	230	5119	0	0	0	0
nr20814tbf7e039	260	5760	0	0	0	0
nr20815tbf7e039	203	3928	0	0	1	0
nr20816tbf7e039	307	7856	0	0	0	0
nr20817tbf7e039	232	5269	0	0	0	0

FIG. 3 – Extrait du fichier `log $SN_LOG_DIR/sn'today'.cosmic.'nom_machine'.log`

candidats trouvés, ainsi que la surface des zones mortes ou près des étoiles saturées en pourcentage de la surface totale. Ce nombre se situe habituellement entre 15 et 20%. Ce fichier peut être transformé en liste ASCII lisible par PAW grâce à la commande:

```
litlog3 -i $SN_LOG_DIR/sn'today'.etape3.'nom_machine'.log -o
nom_liste
```

La commande `litlog3 -k` écrit le kumac `litlog3.kumac` permettant de lire cette liste ASCII dans un ntuple de PAW. Elle fournit aussi des explications quant aux variables.

Enfin mentionnons que la sortie standard des tâches est redirigée dans des fichiers situés dans le répertoire de travail (donc local à la machine travaillant). On peut les consulter sous le nom de `$LOGCOS17`, `$LOGCOS19`, `$LOGSN17` et `$LOGSN19`, mais ils n'ont d'intérêt que pour le spécialiste.

4 Examens des candidats

Le traitement des images aboutit à l'écriture d'une liste des candidats et de leurs caractéristiques et d'une mosaïque (image FITS) composée de vignettes de 100 x 100 pixels centrées à la position du candidat sur l'image de référence, l'image courante, les deux images fractionnées, le flat field, l'image soustraite, et regroupées par champ.

4.1 Listes de candidats

La chaîne de traitement écrit pour chaque CCD un fichier dont le nom est:

```
$SN_CAND_DIR/nr(no du champ)1(no du CCD)_(date).cand.dat
```

Pour chaque candidat y sont listées les caractéristiques mesurées sur l'image soustraite, celles de l'objet auquel il est associé sur l'image courante et celles de l'objet auquel il est associé sur l'image référence. Elles vont servir à pré-classifier les candidats.

La classification sera ensuite validée par l'examen de la mosaïque.

Pour rapatrier aisément ces fichiers, il peut être utile de les concaténer:

exemple pour le champ nr410, à la date 7k19:

```
dapax18-sneros >cd $SN_CAND_DIR  
dapax18-sneros >cat nr4101*7k19.cand.dat >! nr410.cand.dat
```

4.1.1 Description

La figure 4 montre un extrait de la liste de candidats du champ nr247.

Ainsi, le premier objet a une amplitude négative et il est très mal associé, et sur la référence, et sur l'image courante. Quoi que ce soit, ce n'est pas un bon candidat!

Le deuxième objet a une amplitude raisonnable, et de bons paramètres de forme (sigma de l'objet divisé par le sigma des étoiles de l'image: S_x/S_{xx} etc.). Le rapport **Flux1** (dans un rayon de 2.5 seeing) sur **Flux 2** (dans un rayon de 4 seeing), qui est inférieur à 0.6 pour les mauvaises soustractions, est bon. Le rapport de son amplitude à l'amplitude de l'objet auquel il est associé est faible (moins de 10%), mais il en est assez loin (10 pixels). L'objet auquel il est associé est le même sur la référence et l'image courante

(**Dass objet objet cur./objet ref. : 0.35**). Il est classifié comme galaxie, mais il faut rester prudent avec cette classification même si elle est bien agréable!

On peut aussi remarquer que le seeing est assez mauvais ($\sigma_Y = 1.7$) et le coefficient photométrique très mauvais (**coeff phot: 2.3**).

L'examen de la mosaïque permettra de conclure.

4.1.2 Etiquettes des candidats

Certaines catégories d'objets sont aisément identifiables. Elles sont donc étiquetées, mais cette classification n'est qu'à titre indicatif. Il faut vérifier avec la mosaïque.

1. **Etoile Variable EV**: Le candidat est bien associé à un objet sur l'image de référence, et à un objet sur l'image courante. Ce doit être le même objet. Son augmentation de flux doit être significative (20% par exemple). Enfin, si possible, il doit être classifié comme une étoile ($C_{star} > 0.8$).
2. **Astéroïde AST**: Le candidat est bien associé à un objet sur l'image courante et très mal associé à un objet sur l'image référence.
3. **Mauvaise soustraction MS**: Est étiqueté mauvaise soustraction tout candidat proche du centre d'un objet sur la référence, et dont l'amplitude (valeur du pixel au centre du candidat à laquelle on soustrait la valeur du fond de ciel) est inférieure à 10% de l'amplitude de l'objet associé sur l'image courante. Il doit être rejeté et n'est là que pour information.

4.2 Mosaïques de candidats

Pour chaque champ est construite une image FITS dont le nom est:

```
$SN_MOSA_DIR/nr(no du champ)_(date)mosa.fits
```

Je rassemble sur cette image huit lignes numérotées en chiffre arabe de 0 à 7, qui correspondent chacune à un CCD. Sur chacune de ces lignes sont collées des blocs numérotés en chiffres romains de 10 vignettes de 100 pixels par 100 pixels.

Candidats Champ 247

CCD no 0 :

Caracteristiques:

SigX, SigY, SigA, SigB, Theta:
2.24 1.99 2.33 1.86 0.0

Sigma fond de ciel, coeff phot:
34.2 2.353

CANDIDAT no 1 :

Ccd: 0

X: 55.9 Y: 1019.0

Amplitude, Flux: -8.5, 1288.2

SigX: 1.90, Sx/Sxx: 0.85

SigY: 2.53, Sy/Syy: 1.27

SigA: 2.72, Sa/Saa: 1.17

SigB: 1.61, Sb/Sbb: 0.86

Objet present sur ref et cur?

distance assoc. a un objet sur REF, a un objet
sur CUR
14.5 39.1

Mauvaise soustraction? Flux1, Flux2, Flux2/Flux1

2029 2839 1.40

Residu d'un objet:

Distance assoc. a un objet sur REF,
idem au pixel max. de cet objet, a un objet sur
CUR,
idem au pixel max. de cet objet.

Amplitude Objet Ass. sur Ref, Amplitude Objet
Ass. sur Cur,

Amplitude candidat, Ampl. candidat / Amp. objet
sur CUR

14.49 14.5 39.14 39.

113 2007 -8.5 -0.00

Etoile variable?

Dass objet ref./cand: 14.49

Dass objet objet cur./objet ref.: 48.73

Augmentation: 1806, 127966, 69.82

Divers sur Objet Ref:

X,Y: 38.9 987.2

Cstar: 0.37

Avis:

CCD no 1 :

Caracteristiques:

SigX, SigY, SigA, SigB, Theta:
2.01 1.67 2.02 1.66 0.0

Sigma fond de ciel, coeff phot:
27.7 2.318

CANDIDAT no 2 :

Ccd: 1

X: 614.0 Y: 1523.2

associe a GAL

Amplitude, Flux: 62.0, 1864.1

SigX: 2.24, Sx/Sxx: 1.06

SigY: 1.84, Sy/Syy: 1.05

SigA: 2.37, Sa/Saa: 1.12

SigB: 1.67, Sb/Sbb: 0.96

Objet present sur ref et cur?

distance assoc. a un objet sur REF, a un objet
sur CUR
9.7 9.3

Mauvaise soustraction? Flux1, Flux2, Flux2/Flux1

1968, 2632, 1.34

Residu d'un objet:

Distance assoc. a un objet sur REF,
idem au pixel max. de cet objet, a un objet sur
CUR,
idem au pixel max. de cet objet.

Amplitude Objet Ass. sur Ref, Amplitude Objet
Ass. sur Cur,

Amplitude candidat, Ampl. candidat / Amp. objet
sur CUR

9.7 9.5 9.3 9.1

2146 782 62.0 0.08

Etoile variable?

Dass objet ref./cand: 9.66

Dass objet objet cur./objet ref.: 0.35

Augmentation: 104395, 109221, 0.05

Divers sur Objet Ref:

X,Y: 603.8 1481.4

Cstar: 0.03

Avis:

FIG. 4 – Extrait de la liste de candidats pour le champ nr247

Le numéro en chiffres romains renvoie au numéro du candidat sur la listes décrite précédemment.

Par la suite, $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$ désigne la position qu'aurait le candidat sur l'image référence, et $(x_{\text{cur}}, y_{\text{cur}})$ la position qu'il a sur l'image courante.

Les blocs de huit vignettes contiennent:

1. premier étage: vignette du flat field à la position $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$, vignette du flat field et des deux images fractionnées à la position $(x_{\text{cur}}, y_{\text{cur}})$.
2. deuxième étage: vignette de la référence à la position $(x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}})$, vignette de l'image courante, et de l'image soustraite à la position $(x_{\text{cur}}, y_{\text{cur}})$ et vignette avec le numéro du candidat.

Le plan de la mosaïque est schématisé dans la figure 5, et une mosaïque de candidats établie pour le champ 453 est présentée en figure 6. Les vignettes qui apparaissent plus pâles sont celles des flats fields, dont les fonds variables dûs au vignetage en rendent la visualisation plus difficile. Le plan d'un bloc de vignettes pour un candidat dont le numéro est VI est décrit par la figure 7. Il est illustré par les figures 8 et 8 qui montrent le bloc de vignette d'un cosmique, et le bloc de vignette d'une supernova. Ce sont les vignettes des images fractionnées qui permettent le rejet du cosmique.

Le nombre de candidats par CCD est limité à 10^1 afin de ne pas engendrer des mosaïques trop grandes.

Si des candidats ont été classifiés "Mauvaise Soustraction", ils sont collés en dernier sur leur ligne, après le sigle "MS". Bien qu'on ne puisse pas les considérer comme des supernovae, il est intéressant de connaître le nombre de mauvaises soustractions et leur forme.

Cependant, si plus de 10 candidats ont été détectés sur un CCD, on ne peut tous les coller, et il faut alors choisir: par exemple, on colle en premiers ceux associés à une galaxie². Dans ce cas, on ne met plus les mauvaises soustractions à la fin. Elles ne sont plus signalées sur la mosaïque par le sigle "MS", mais cette information reste disponible dans le fichier des candidats.

5 FAQ — ou quelques problèmes courants et leurs solutions

Quelques problèmes surviennent de manière récurrente lors du traitement des données. Cette section a pour but d'expliquer la cause de certains messages d'erreur apparaissant dans le log `general LOG1` ou `LOG2`. Ces problèmes sont généralement sans solution: les images en causes ne pouvaient pas être traitées.

Je liste aussi des problèmes survenant lors du traitement qui peuvent être résolus simplement, ainsi que les réponses des questions posées fréquemment.

1. **Message d'erreur dans le fichier LOG1 ou LOG2 à l'appel de la fonction "header".**

Il est possible qu'un problème concernant la valeur de saturation soit mentionné en même temps. Il faut vérifier que l'entête FITS de l'image n'est pas

1. Ce nombre est modifiable dans la datacard `$SN_DIR/SNmosa.datacard`.

2. Les différents choix possibles sont décrits dans la datacard `$SN_DIR/SNmosa.datacard`.

7						ligne des blocs de vignettes des candidats du ccd 7
6						ligne des blocs des vignettes des candidats du ccd 6
5						ligne des blocs des vignettes des candidats du ccd 5
4						ligne des blocs des vignettes des candidats du ccd 4
3						ligne des blocs des vignettes des candidats du ccd 3
2						ligne des blocs des vignettes des candidats du ccd 2
1						ligne des blocs des vignettes des candidats du ccd 1
0						ligne des blocs des vignettes des candidats du ccd 0

FIG. 5 – La mosaïque des candidats permet d'examiner les candidats de tout un champ en une seule image FITS.

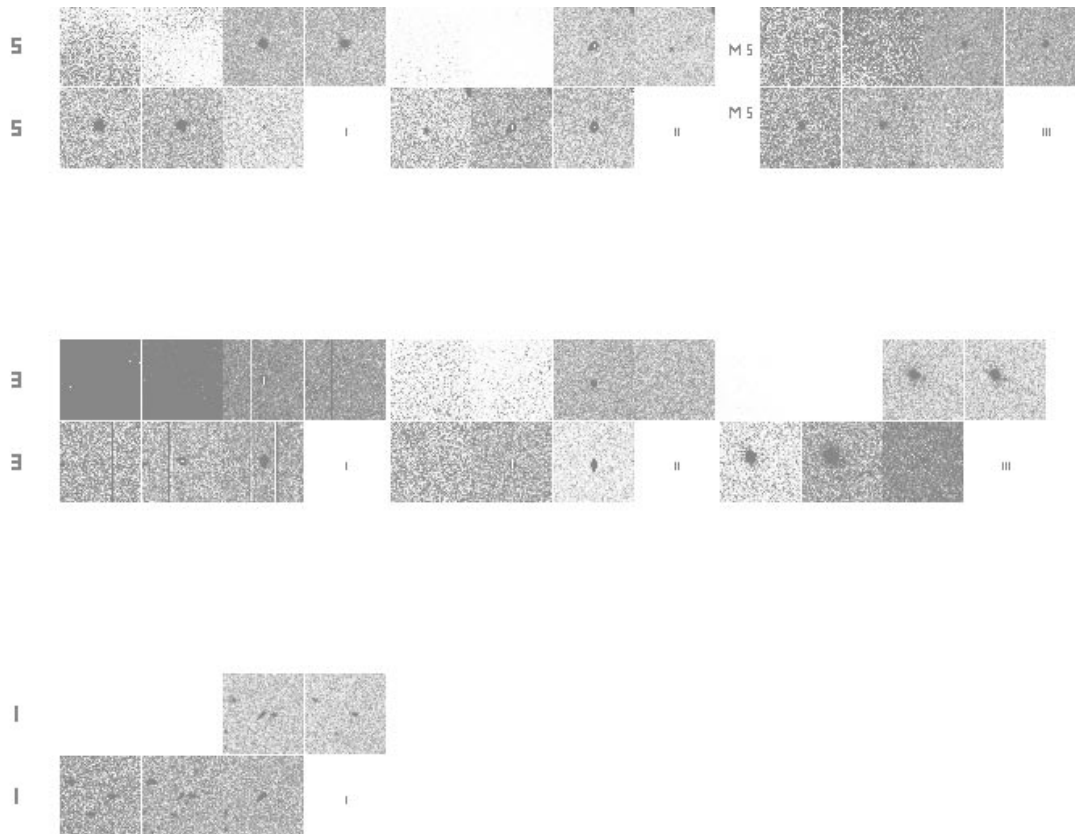


FIG. 6 – Mosaïque réalisée pour le champ 453. Seuls les CCD 1, 3, et 5 possèdent des candidats. Ce sont pour la plupart des cosmiques (voir figure 8). Une mauvaise soustraction (MS) est montrée sur la ligne du CCD 5. En tant que telle, elle ne fait pas partie des candidats. Pour une description des blocs, voir figure 7.

flat aligné sur l'image référence	flat aligné sur l'image courante	image fractionnée numéro 1	image fractionnée numéro 2
image référence	image courante	soustraction	VI

FIG. 7 – Le bloc de vignettes pour le candidat numéro 6. Il permet d'obtenir pour un candidat des informations provenant de sept images différentes.

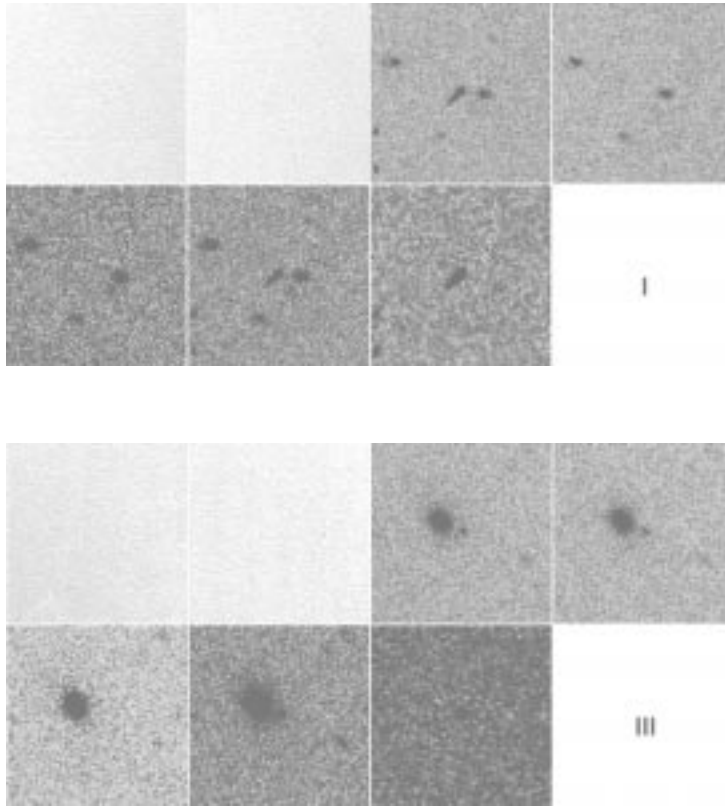


FIG. 8 – Le candidat numéro 1 du CCD 1 (en haut) et numéro 3 du CCD 3 (en bas). Le cosmique n'est pas présent sur les deux images fractionnées, contrairement à la supernova. Les vignettes des flat fields apparaissent plus pâles du faits des gradients présents sur ceux-ci.

vide, en particulier que la clef `SATUR` y est inscrite. Pour cela, on utilise la commande :

```
header nom_image
```

2. Message d'erreur dans le fichier LOG1 ou LOG2 pour la routine "association".

Les erreurs d'association ont comme causes les plus courantes :

- L'image référence ou courante est défectueuse : il n'y a pas, ou pas assez d'étoiles pour caler. Les visionner suffit pour détecter le problème.
- L'image référence et l'image courante n'ont pas les mêmes coordonnées.

L'utilisation des commandes :

```
header nom_image -qs ALPHA
```

```
header nom_image -qs DELTA
```

permet de le vérifier.

Une entête FITS où manquent les clefs habituelles peut aussi causer un échec d'association.

3. Tous les candidats d'un champ ne sont pas collés sur la mosaïque de candidats.

Tenter de zipper la mosaïque pendant sa fabrication conduit invariablement à ce problème. Un problème de place disque devrait engendrer aussi ce genre de problème, mais ne s'est pas produit jusqu'ici.

On peut néanmoins rattraper l'erreur. Pour cela, on copie la mosaïque inachevée en ajoutant simplement "2" à son nom.

exemple :

```
cd $SN_MOSA_DIR
```

```
cp nr412_7k1967mosa.fits nr412_7k1967mosa2.fits
```

On utilise la commande `mosaique2.csh` pour coller CCD par CCD les candidats des CCD laissés pour compte.

exemple pour le CCD 0:

```
cd $SN_MOSA_DIR
```

```
mosaique2.csh $SN_CAND_DIR/nr41210tbr7k1967.cand.red.cur
```

On peut aussi fabriquer la mosaïque depuis le début. Dans ce cas on effectue simplement la dernière étape pour tous les CCD.

Cette solution a permis la découverte de SN1997eb !

4. La chaîne s'est déroulée et finie très vite.

Elle n'a peut-être pas trouvé les images dont elle avait besoin, ou elle les avait déjà traitées auparavant. Voici quelques hypothèses :

- Les références ont été zippées, ou changées de place.
- Les images courantes ont été effacées.
- Les images fractionnées ont été effacées.
- On veut fonctionner en environnement de test off-line, c'est-à-dire traiter des données stockées sur `$MACHI_MAITRE` mais on n'est pas dans cet environnement: Cf. section 2.1.

- On veut fonctionner en environnement de travail on-line, c'est-à-dire traiter des données stockées dans les répertoires d'acquisition `$ACQ_DATA_ . . .` mais on n'est pas dans cet environnement: Cf. section 2.1.
- Les images ont déjà été traitées auparavant. Avant de relancer la chaîne, il faut enlever des fichiers `$SN_DONE_FILE1`, `$SN_DONE_FILE2` le nom des images que l'on veut retraiter. Il faut aussi les enlever des fichiers `$SN_COSDONE_FILE1`, `$SN_COSDONE_FILE2` si on souhaite détecter à nouveau les cosmiques.

5. La chaîne tourne très lentement.

- Vérifier le nombre de candidats trouvés dans le log `etape3`: si il est important, cela la ralentit énormément. On peut alors décider de supprimer le traitement du champ en question (Cf. section 2.3).
- La chaîne est “nicée” à une priorité minimale. Vérifier si elle n'est pas en concurrence avec un autre processus sur l'une des trois machines, surtout les deux machines de travail `MACHINE1` et `MACHINE2`. De toutes façons, l'acquisition est toujours prioritaire.

6. Il y a beaucoup de candidats (systématiquement plus de 10 par CCD).

- L'image est mauvaise: par exemple, présence de buée sur la caméra. On peut alors décider d'arrêter le traitement du champ concerné (section 2.3).
- Les coefficients photométriques ont été mal calculés. A l'examen du log `etape2`, on constate généralement que les coefficients photométriques sur la zone incriminée sont très différents de ceux des autres quarts de CCD. Ce problème n'affecte généralement que quelques quarts de CCD.

7. Il s'est produit une erreur dès la première étape du traitement : l'utilisation de Source Extractor dans `chSN0.csh`.

Il arrive parfois que Source Extractor ne réussisse pas à traiter une image. C'est assez rare. Son message d'erreur s'inscrit alors dans le log `general LOG1` ou `LOG2` sauf en cas d'erreur sévère.

8. Problèmes d'autorisation d'écriture.

Après une intervention du system manager, il arrive fréquemment que les autorisations d'écriture soient modifiées. Il suffit de lui demander de les remettre: le groupe auquel le répertoire `boum` appartient est `tralala`.

Ce problème a jusqu'ici été identifié avant de lancer la chaîne, mais devrait causer de nombreux problèmes si il se répétait et n'était pas détecté.

9. Les vignettes d'un candidat sur la mosaïque sont minuscules.

Lorsque le candidat est très près d'un bord de l'image, on ne peut centrer une vignette de 100×100 pixels autour. On réduit alors la taille de la vignette en conséquence, pour qu'elle soit centrée autour du candidat, et qu'elle ne sorte pas de l'image.

J'attends vos suggestions !

6 Modifier les coupures et réexaminer les candidats

On peut souhaiter examiner les candidats sélectionnés avec des coupures plus indulgentes ou plus sévères. Il est possible de modifier les coupures sur l'ajustement de PSF (fit)³.

Cette procédure se déroule entièrement sur `$MACHI_MAITRE`: on ne fait pas appel aux machines `$MACHINE1` et `$MACHINE2`. Les paramètres des coupures sont proposés dans la datacard `$SN_DIR/SN3.cpoff.datacard`. Lorsqu'on exécute la commande, il faut préciser les numéros des champs dont on souhaite réexaminer les candidats avec des coupures différentes. Ainsi, pour les champs `nr047` et `nr203`, la commande serait (les guillemets correspondent à la touche "double-quote" et les espaces à l'intérieur des parenthèses sont importants):

```
dapax18-sneros >mosaïque_cpoff.csh '( 047 203 )'
```

Les nouvelles listes de candidats, les nouvelles mosaïques et le fichier `.log`, dont les noms contiennent le suffixe " cpoff ", se trouvent dans les répertoires habituels.

N.B: si pour un même champ, coexistent dans le répertoire `$SN_CAND_DIR` des listes de candidats correspondant à des dates différentes (parce qu'établies sur des images prises à des dates différentes), il s'en suit une pagaille.

Si on souhaite conserver des listes de candidats pendant un certain temps, il faut créer un nouveau répertoire dans `$SN_DOCK_DIR` (i.e. en temps normal `/home/dapax18/boum`) et les y déplacer.

7 Maintenance

Signalons tout d'abord que toute modification de fichiers locaux à `$MACHI_MAITRE`, situés dans le répertoire `$SN_MIROIR` entraîne obligatoirement une copie miroir de `$MACHI_MAITRE` vers `$MACHINE1` et `$MACHINE2` à l'aide de la commande:

```
dapax18-sneros >mirrorcopy $SN_MIROIR $MACHINE1
dapax18-sneros >mirrorcopy $SN_MIROIR $MACHINE2
```

Deux tâches sont à effectuer de temps en temps: le nettoyage, et le remplacement du flat field utilisé par un flat field plus récent.

7.1 Nettoyage.

Le nettoyage des répertoires (locaux à `$MACHINE1` et `$MACHINE2`) de travail, des catalogues des images courantes, et des catalogues de cosmiques est effectué automatiquement avec la commande:

```
dapax18-sneros >clean.csh
```

Le nettoyage des répertoires importants comme `$SN_COSZF_DIR` (local à `$MACHINE1` et `$MACHINE2`), `$SN_LOG_DIR`, `$SN_CAND_DIR`, `$SN_MOSA_DIR` et `$SN_SUB_DIR` (sur `$MACHI_MAITRE`) n'est pas effectué automatiquement.

3. Seule la coupure sur le fit est modifiable. En effet, cette étape est très coûteuse en temps CPU. Les paramètres des coupures effectuées avant le fit de PSF sélectionnent les bons candidats, mais permettent aussi de diminuer sensiblement le nombre d'objets à fitter, réduisant ainsi le temps CPU utilisé.

Les mosaïques peuvent être gardées quelques jours, mais les soustractions de (`$SN_SUB_DIR`) doivent être nettoyées chaque jour.

7.2 Listes de zones fiducielles des flats fields.

Les listes des zones fiducielles des flats fields ne sont pas déterminées tous les jours, pour des raisons de temps de calcul. De temps à autre, il faut donc :

1. remplacer le flat field dans `$SN_FLAT_DIR` par un flat field récent.
2. obtenir les listes de zones fiducielles nouvelles en exécutant :
`$SN_DIR/sndoflat.csh`
3. effectuer une copie miroir de `$MACHI_MAITRE` vers `$MACHINE1` et `$MACHINE2`.

7.3 Réduction manuelle des images fractionnées

Dans l'éventualité d'une acquisition capricieuse, on peut souhaiter effectuer la réduction des images fractionnées "à la main". Pour cela, on travaille sur la machine maître `$MACHI_MAITRE`. La commande à employer est :

```
autoreducfrac.csh nom_du_répertoire_fractionnées nom_du_répertoire_des_images_réduites
```

Cette commande permet de passer le programme de l'acquisition `imgqualite` et de réduire les images.

Les images fractionnées sont par exemple dans le répertoire des images brutes de l'acquisition `$DATA_BRUT_B`. Et les images réduites peuvent être placées sur le disque de la machine maître, dans le répertoire habituel des images courantes, lors du travail off-line, ou le répertoire de travail. La marche à suivre est alors, par exemple, la suivante :

```
dapax18-sneros >cd $SN_WORK_DIR
dapax18-sneros >autoreducfrac.csh $DATA_BRUT_B $SN_WORK_DIR
```

Toutes les images `nr` fractionnées du répertoire indiqué sont traitées. Après traitement, le nom des deux images brutes sont inscrits dans le fichier `$SN_WORK_DIR/autoreduc.done`. Si on ne souhaite pas traiter des images fractionnées, il suffit d'inscrire leur nom dans ce fichier. Réciproquement, si on veut traiter à nouveau des images, il faut retirer leur nom de ce fichier.

Pour réduire une image quelconque, on peut utiliser la commande :

```
$SN_reduction.csh nom_image_brute nom_image_réduite
```

L'image brute à réduire doit avoir un nom EROS.

On peut aussi utiliser le cshell "officiel" proposé dans `$PROD/bin`, qui réduit manuellement les images de la nuit.

Bibliographie

- [Adams, 1997] Adams (1997). Low and Intermediate Redshift Supernova Searches. In *Supernovae Explosions: Their Causes and Consequences*. ITP Conference, UC Santa Barbara, Californie.
- [Afonso, 1999] Afonso (1999). *Recherche de matière noire Galactique par effet de micro-lentille gravitationnelle vers le centre Galactique et étude de sa distribution de masse dans le disque et le centre de la Galaxie. (à paraître)*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Alcock et al., 1997] Alcock et al. (1997). (macho collaboration). *Astrophysical Journal*, 486.
- [Ansari et al., 1995] Ansari et al. (1995). (collaboration EROS). *Astronomy and Astrophysics*, 299:L21.
- [Ansari, 1996] Ansari, R. (1996). Photometric reconstruction and data analysis softwares in the eros experiment (collaboration eros). *Vistas in Astronomy*, 40:519.
- [Arnaud et al., 1994a] Arnaud et al. (1994a). *Experimental Astronomy*, 4:265.
- [Arnaud et al., 1994b] Arnaud et al. (1994b). *Experimental Astronomy*, 4:279.
- [Arnett, 1979] Arnett (1979). *Astrophysical Journal Letters*, 230:37.
- [Arnett et Livne, 1984] Arnett et Livne (1984). *Astrophysical Journal*, 427:315.
- [Aubourg et al., 1993] Aubourg et al. (1993). (collaboration EROS). *Nature*, 365:623.
- [Aubourg and others, 1998] Aubourg and others (1er avril 1998). *La Recherche, Hors Série*, 1.
- [Baade, 1926] Baade (1926). *Astron. Nachr.*, 228:359.
- [Baade, 1938] Baade (1938). *AJ*, 88:285.
- [Baade et Zwicky, 1934] Baade et Zwicky (1934). *Physics Review*, 45:138.
- [Bahcall et al., 1995] Bahcall et al. (1995). *Astrophysical Journal*, 447:81.
- [Bahcall et Soneira, 1984] Bahcall et Soneira (1984). *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 55:67.
- [Barbon et al., 1991] Barbon et al. (1991). *Astronomy and Astrophysics*, 245:114.

- [Bauer, 1997] Bauer (1997). *Développement et mise au point du détecteur EROS2 pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Comparaison des céphéides dans les Nuages de Magellan*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Bauer et al., 1998] Bauer et al. (1998). *Astrophysical Journal*, en préparation.
- [Beaulieu et al., 1997] Beaulieu et al. (1997). *Astronomy and Astrophysics Letters*, 318:47.
- [Bennett et al., 1996] Bennett et al. (1996). *Astrophysical Journal Letters*, 464:1.
- [Bertin et al., 1996] Bertin et al. (1996). *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 117:393.
- [Bertin et al., 1997] Bertin et al. (1997). *Astronomy and Astrophysics*, 317:43.
- [Binney et Tremaine , 1987] Binney et Tremaine (1987). *Galactic Dynamics*. Princeton University Press.
- [Birkinshaw et al., 1991] Birkinshaw et al. (1991). *Astrophysical Journal*, 379:466.
- [Blandford et Kundić, 1996] Blandford et Kundić (1996). In *The Extragalactic Distance Scale*, page 60.
- [Branch et al., 1993] Branch et al. (1993). *Astronomical Journal*, 106:2383.
- [Branch et Khokhlov, 1995] Branch et Khokhlov (1995). *Physics Report*, 256:53.
- [Branchini et al., 1994] Branchini et al. (1994). *Astrophysical Journal*, 434:37.
- [Bressan et al., 1993] Bressan et al. (1993). *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 100:647.
- [Cappellaro et al., 1993] Cappellaro et al. (1993). *Astronomy and Astrophysics*, 273:383.
- [Cappellaro et al., 1995] Cappellaro et al. (1995). *Astronomy and Astrophysics*, 293:723.
- [Cappellaro et al., 1997] Cappellaro et al. (1997). *Astronomy and Astrophysics*, 322:431.
- [Carlberg et al., 1996] Carlberg et al. (1996). *Astrophysical Journal*, 462:32.
- [Carroll, Press, et Turner, 1992] Carroll, Press, et Turner (1992). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 30:499.
- [Chaboyer, 1996] Chaboyer (1996). *Nuclear Physics B Proceedings Supplement*, 51:10.
- [Chaboyer et al., 1998] Chaboyer et al. (1998). *Astrophysical Journal*, 494:96.
- [Chabrier, 1998] Chabrier (1998). In *IAU Symposium 189, Fundamental stellar properties: the interaction between theory and observation*, Ed. T.R. Bedding, A.J. Booth and J. Davis (Kluwer; Dordrecht), volume astro-ph/9705062.
- [Cowan et al., 1997] Cowan et al. (1997). *Astrophysical Journal*, 480:246.

- [Davis et Peebles, 1983] Davis et Peebles (1983). *Astrophysical Journal*, 267:465.
- [de Vaucouleurs *et al.* , 1981] de Vaucouleurs *et al.* (1981). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 93:36.
- [Dekel et al., 1997] Dekel et al. (1997). *Measuring Omega, in Critical Dialogues in Cosmology (Princeton 250th Anniversary)*. N. Turok (World Scientific).
- [Derue, 2000] Derue (2000). *Recherche de matière galactique par effet de microlentille gravitationnelle (à paraître)*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Dey et al., 1998] Dey et al. (1998). *Astrophysical Journal Letters*, 498:93.
- [Diu et al., 1989] Diu et al. (1989). *Physique Statistique*. Hermann.
- [Doggett et al., 1985] Doggett et al. (1985). *Astronomical Journal*, 90:2303.
- [Durrell et al., 1993] Durrell et al. (1993). *Astronomical Journal*, 105:1420.
- [Eastman et al., 1996] Eastman et al. (1996). *Astrophysical Journal*, 466:911.
- [Eisntein, 1936] Eisntein (1936). Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field. *Science*, 84:506.
- [Falco et al., 1997] Falco et al. (1997). *Astrophysical Journal*, 484:470.
- [Feast et Catchpole, 1997] Feast et Catchpole (1997). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society Letters*, 286:1.
- [Fich et Tremaine , 1991] Fich et Tremaine (1991). *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 29:409.
- [Filippenko, 1997] Filippenko (1997). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35:309.
- [Fioc (communication privée), 1997] Fioc (communication privée) (1997).
- [Fioc et Rocca-Volmerange, 1997] Fioc et Rocca-Volmerange (1997). *Astronomy and Astrophysics*, 326:950.
- [Fischer et al., 1997] Fischer et al. (1997). *Astronomical Journal*, 113:521.
- [Fort et al., 1997] Fort et al. (1997). *Astronomy and Astrophysics*, 321:353.
- [Freedman, 1997] Freedman (1997). *The 18th Texas Symposium, Chicago, décembre 1996*.
- [Freedman et al., 1998] Freedman et al. (1998). *preprint*, astro-ph/9801080.
- [Fukugita et al., 1992] Fukugita et al. (1992). *Astrophysical Journal*, 393:3.
- [Fukugita et al., 1998] Fukugita et al. (1998). *Astrophysical Journal*, *submitted*, 503.

- [Glanfield, 1966] Glanfield (1966). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 131:271.
- [Goldhaber et al., 1997] Goldhaber et al. (1997). *Thermonuclear supernovae*, page 777. Ruiz-Lapuente, Canal et Isern, Kluwer Academic Publishers.
- [Goldman, 1999] Goldman (1999). *Recherche par mouvement propre de naines rouges et naines blanches dans le halo de notre Galaxie (à paraître)*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Goobar et Perlmutter, 1995] Goobar et Perlmutter (1995). *Astrophysical Journal*, 450:14.
- [Górski et al., 1996] Górski et al. (1996). *Astrophysical Journal Letters*, 464:11.
- [Gould et Popowski, 1998] Gould et Popowski (1998). *Astrophysical Journal*, 508:844.
- [Gould et Uza, 1998] Gould et Uza (1998). *Astrophysical Journal*, 494:118.
- [Gourgoulhon, 1995] Gourgoulhon (1995). In *Objets Compacts, Cours du D.E.A d'Astrophysique et Techniques Spatiales, Observatoire de Paris-Meudon*.
- [Gratton et al., 1997] Gratton et al. (1997). *Astrophysical Journal*, 491:749.
- [Hamilton, 1999] Hamilton (1999). *Etude des taux d'explosion de supernovae (à paraître)*. PhD thesis, Université Paris 11.
- [Hamuy et al., 1995] Hamuy et al. (1995). *Astronomical Journal*, 109:1.
- [Hamuy et al., 1996a] Hamuy et al. (1996a). *Astronomical Journal*, 112:2391.
- [Hamuy et al., 1996b] Hamuy et al. (1996b). *Astronomical Journal*, 112:2398.
- [Hardin, 1998a] Hardin (1998a). Gestion de la chaîne de détection des supernovae. *Documentation technique (EROS)*.
- [Hardin, 1998b] Hardin (1998b). Organisation de la chaîne de traitement en ligne des images supernovae à la silla. *Documentation technique (EROS)*.
- [Höfllich, 1997] Höfllich (1997). *Thermonuclear supernovae*, page 659. Ruiz-Lapuente, Canal et Isern, Kluwer Academic Publishers.
- [Hogan, 1997] Hogan (1997). In *Proceedings of the ISSI workshop: Primordial Nuclei and their Galactic Evolution*, volume astro-ph/9609138.
- [Hoyle et Fowler, 1960] Hoyle et Fowler (1960). *Astrophysical Journal*, 132:565.
- [Hughes, 1997] Hughes (1997). In *International Astronomical Union. Symposium no. 188: The Hot Universe*.
- [IAU6605, 1997] IAU6605 (1997). *collaboration EROS*.
- [IAU6609, 1997] IAU6609 (1997). *collaboration EROS*.

- [IAU6628, 1997] IAU6628 (1997). *collaboration EROS*.
- [IAU6760, 1997] IAU6760 (1997). *collaboration EROS*.
- [IAU6762, 1997] IAU6762 (1997). *collaboration EROS*.
- [IAU6782, 1997] IAU6782 (1997). *collaboration EROS*.
- [IAU6785, 1997] IAU6785 (1997). *S. Deustua, Lawrence Berkeley Laboratory (LBL); R. McMillan, Apache Point Observatory; H. Newberg, Fermi National Accelerator Laboratory; P. Nugent, C. Pennypacker, et S. Perlmutter, LBL; and M. Strauss, Princeton University*.
- [IAU6836, 1998] IAU6836 (1998). *collaboration EROS*.
- [IAU6904, 1998] IAU6904 (1998). *collaboration EROS*.
- [IAU6921, 1998] IAU6921 (1998). *collaboration EROS*.
- [Im et al., 1997] Im et al. (1997). *Astrophysical Journal*, 475:457.
- [Jacoby et al., 1992] Jacoby et al. (1992). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 104:599.
- [Kennicutt et al., 1998] Kennicutt et al. (1998). *Astrophysical Journal*, 498:181.
- [Khokhlov, 1991] Khokhlov (1991). *Astronomy and Astrophysics*, 245:114.
- [Kim, 1998] Kim (1998). In *Fundamental Parameters in Cosmology, proceedings of the XXXIIIrd Rencontres de Moriond 1998*.
- [Kim et al., 1997] Kim et al. (1997). *Astrophysical Journal Letters*, 476:63.
- [Kim. (communication privée), 1998] Kim. (communication privée) (1998).
- [Kneib, 1993] Kneib (1993). *Arcs multiples et arclets comme diagnostique de la distribution de matière dans les amas de galaxies*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- [Kochanek, 1996] Kochanek (1996). *Astrophysical Journal*, 466:638.
- [Kron, 1980] Kron (1980). *Astronomy Journal Supplement Series*, 43:305.
- [Kundić et al., 1997] Kundić et al. (1997). *Astrophysical Journal*, 482:75.
- [Landolt, 1992] Landolt (1992). *Astronomical Journal*, 104:340.
- [Lasserre, 2000] Lasserre (2000). *Recherche de matière noire baryonique dans le halo de notre Galaxie. Analyse des données relatives aux nuages de Magellan dans l'expérience EROS2 (à paraître)*. PhD thesis, Université Paris 6.
- [Lauer et Postman , 1994] Lauer et Postman (1994). *Astrophysical Journal*, 425:418.

- [Laurent, 1995] Laurent (1995). *Recherche d'objets galactiques sombres par effet de microlentille gravitationnelle*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Leibundgut, 1994] Leibundgut (1994). *Astrophysical Journal Letters*, 466:21.
- [Leitherer et al., 1996] Leitherer et al. (1996). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108:996.
- [Lin et al., 1996] Lin et al. (1996). *Astrophysical Journal*, 464:60.
- [Madau, 1997] Madau (1997). In *The 1997 7th International Origins Conference, PASP Conf. Ser.*, volume astro-ph/9707141.
- [Madore et Freedman, 1991] Madore et Freedman (1991). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 103:933.
- [Madore et Freedman, 1998] Madore et Freedman (1998). *Astrophysical Journal*, 492:110.
- [Mansoux, 1997] Mansoux (1997). *Première analyse des données relatives aux bras spiraux de la voie lactée dans l'expérience EROS2*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Mellier et al., 1997] Mellier et al. (1997). Vième colloque de cosmologie. Observatoire de Paris, astro-ph/9802005.
- [Mellier et al., 1993] Mellier, Y. et al. (1993). *Astrophysical Journal*, 407:33.
- [Mihalas, 1970] Mihalas (1970). *Stellar Atmosphere*. Freeman, San Francisco.
- [Minkowski, 1940] Minkowski (1940). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 52:206.
- [Mochkovitch, 1994] Mochkovitch (1994).
- [Mochkovitch, 1996] Mochkovitch (1996). Les explosions de supernovae. Séminaire conjoint Collège de France -LPNHE Paris VIet VII.
- [Natarajan et al., 1997] Natarajan et al. (1997). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 287:833.
- [Nomoto, 1997] Nomoto (1997). *Science*, 276:1378.
- [Nomoto, 1997] Nomoto (1997). *Thermonuclear supernovae*, page 349. Ruiz-Lapuente, Canal et Isern, Kluwer Academic Publishers.
- [Nomoto et al., 1984] Nomoto et al. (1984). *Astrophysical Journal*, 286:664.
- [Nugent, 1997] Nugent (1997). Spectral Indicators of SN Luminosity at High Redshift. In *Supernovae Explosions: Their Causes and Consequences*. ITP Conference, UC Santa Barbara, Californie.
- [Nugent et al., 1995] Nugent et al. (1995). *Astrophysical Journal Letters*, 455:147.

- [Nugent et Kim, 1998] Nugent et Kim (1998). to be published.
- [Oswalt et al., 1995] Oswalt et al. (1995). *Nature*, 382:692.
- [Paczyński, 1986] Paczyński (1986). *Astrophysical Journal*, 304:1.
- [Padmanabhan , 1993] Padmanabhan (1993). *Structure formation in the universe*. Cambridge University Press.
- [Pain et al., 1996] Pain et al. (1996). *Astrophysical Journal*, 473:356.
- [Pain (communication privée), 1998] Pain (communication privée) (1998).
- [Palanque-Delabrouille, 1997] Palanque-Delabrouille (1997). *Research on Galactic dark matter implied by gravitational microlensing*. PhD thesis, Université Paris 7 et Chicago University.
- [Palanque-Delabrouille et al., 1998] Palanque-Delabrouille et al. (1998). *Astronomy and Astrophysics*, 332:1.
- [Panagia et al., 1991] Panagia et al. (1991). *Astrophysical Journal*, 380:23.
- [Patat et al., 1994] Patat et al. (1994). *Astronomy and Astrophysics*, 282:731.
- [Peebles, 1976] Peebles (1976). *Astrophysical Journal Letters*, 205:109.
- [Peebles, 1994] Peebles (1994). *Astrophysical Journal*, 429:43.
- [Perlmutter et al., 1997] Perlmutter et al. (1997). *Thermonuclear supernovae*, page 749. Ruiz-Lapuente, Canal et Isern, Kluwer Academic Publishers.
- [Perlmutter et al., 1998] Perlmutter et al. (1998). *Nature*, 391:51.
- [Petschek, 1990] Petschek (1990). *Supernovae*. Springer-Verlag.
- [Phillips, 1993] Phillips (1993). *Astrophysical Journal Letters*, 413:105.
- [Phillips et al., 1990] Phillips et al. (1990). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 102:299.
- [Picard, 1991] Picard (1991). *Astronomical Journal*, 102:445.
- [Porter et Filipenko, 1987] Porter et Filipenko (1987). *Astronomical Journal*, 93:1372.
- [Prantzos et Montmerle, 1998] Prantzos et Montmerle (1998). In *Naissance, vie, et mort des étoiles, Que sais-je numéro 330*, PUF.
- [Pskovskii, 1977] Pskovskii (1977). *Soviet Astronomy*, 21:675.
- [Rana et Basu, 1992] Rana et Basu (1992). *Astronomy and Astrophysics*, 265:499.
- [Regnault, 2000] Regnault (2000). *Implications cosmologiques des SNIa avec EROSII (à paraître)*. PhD thesis, Université Paris 7.

- [Reid et al., 1997] Reid et al. (1997). *Astronomical Journal*, 114:161.
- [Reiss et al., 1998] Reiss et al. (1998). *Astronomical Journal*, 115:26.
- [Renault, 1996] Renault (1996). *Recherche de matière noire galactique par effet de microlentille gravitationnelle (sous forme d'objets compacts de faible masse)*. PhD thesis, Université Paris 7.
- [Renault et al., 1997] Renault et al. (1997). (collaboration EROS). *Astronomy and Astrophysics*, 324:69.
- [Riess et al., 1996a] Riess et al. (1996a). *Astrophysical Journal*, 473:88.
- [Riess et al., 1996b] Riess et al. (1996b). *Astrophysical Journal Letters*, 445:91.
- [Riess et al., 1997] Riess et al. (1997). *Astrophysical Journal*, 488:1.
- [Riess et al., 1998] Riess et al. (1998). *Astronomical Journal*, *accepté*, astro-ph/9805201.
- [Ruiz-Lapuente, 1996] Ruiz-Lapuente (1996). *Astrophysical Journal*, 465:83.
- [Ruiz-Lapuente et Canal, 1998] Ruiz-Lapuente et Canal (1998). *Astrophysical Journal*, 497:57.
- [Sancisi et van Albada, 1987] Sancisi et van Albada (1987). In *Dark Matter in the Universe*, page 67.
- [Sandage et al., 1996] Sandage et al. (1996). *Astrophysical Journal Letters*, 460:15.
- [Sarazin, 1986] Sarazin (1986). *Review of Modern Physics*, 58:1.
- [Schatzman et Praderie, 1990] Schatzman et Praderie (1990). *Les étoiles*. InterEditions, Editions du CNRS.
- [Schechter et al., 1997] Schechter et al. (1997). *Astrophysical Journal*, 475:85.
- [Schlegel, 1995] Schlegel (1995). *Astronomical Journal*, 109:262.
- [Schlegel et al., 1998] Schlegel et al. (1998). *Astrophysical Journal*, 500:525.
- [Schmidt et al., 1994] Schmidt et al. (1994). *Astrophysical Journal*, 432:42.
- [Schmidt et al., 1998] Schmidt et al. (1998). *preprint*, astro-ph/9805200.
- [Schommer, 1998] Schommer (1998). *Memorie Della Societa Astronomica Italiana*.
- [Shaya et al., 1995] Shaya et al. (1995). *Astrophysical Journal*, 454:15.
- [Shectman et al., 1996] Shectman et al. (1996). *Astrophysical Journal*, 470:172.
- [Sigad et al., 1998] Sigad et al. (1998). *Astrophysical Journal*, 495:516.

- [Steigman et Felten, 1994] Steigman et Felten (1994). In *Proceedings of the St. Petersburg Gamow Seminar*.
- [Swartz et al., 1993a] Swartz et al. (1993a). *Astrophysical Journal*, 296:379.
- [Swartz et al., 1993b] Swartz et al. (1993b). *Astrophysical Journal*, 411:313.
- [Tammann et al., 1997] Tammann et al. (1997). *Thermonuclear supernovae*. Ruiz-Lapuente, Canal et Isern, Kluwer Academic Publishers.
- [Tammann, Sandage, Saha, Labhardt, Macchetto, et Panagia, 1997] Tammann, Sandage, Saha, Labhardt, Macchetto, et Panagia (1997). *Thermonuclear supernovae*, page 735. Ruiz-Lapuente, Canal et Isern, Kluwer Academic Publishers.
- [van den Bergh et Tammann, 1991] van den Bergh et Tammann (1991). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 29:363.
- [Vaughan et al., 1995] Vaughan et al. (1995). *Astrophysical Journal*, 439:558.
- [Wambsganss et al., 1997] Wambsganss et al. (1997). *Astrophysical Journal Letters*, 475:81.
- [Weinberg, 1989] Weinberg (1989). *Review of Modern Physics*, 61:1.
- [Weir et al., 1995] Weir et al. (1995). *Astronomical Journal*, 110:1.
- [Wells et al., 1994] Wells et al. (1994). *Astronomical Journal*, 108:2233.
- [Wesselink, 1946] Wesselink (1946). *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, 10:91.
- [Wheeler, 1990] Wheeler (1990). *Supernovae*. Singapore:World Sci.
- [Wheeler et Harkness, 1986] Wheeler et Harkness (1986). *Proceedings of NATO Advanced Study Workshop on Distances of Galaxies and Deviations from the Hubble Flow*. B.M Madore et R.B. Tuuly (Dordrecht: Reidel).
- [Wheeler et Harkness, 1990] Wheeler et Harkness (1990). *Supernovae, Jerusalem Winter School for Theoretical Physics*. Wheeler, Piran et Weinberg.
- [White et Fabian, 1995] White et Fabian (1995). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 273:72.
- [Woosley, 1986] Woosley (1986). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 24:205.
- [Woosley et Weaver, 1994] Woosley et Weaver (1994). *Astrophysical Journal*, 423:371.
- [Zwicky, 1942] Zwicky (1942). *Astrophysical Journal*, 96:28.

Résumé

Grâce à leur luminosité importante, les supernovae sont détectées à des distances importantes, et sont de ce fait des outils particulièrement intéressants pour la cosmologie. L'homogénéité relative des supernovae de type Ia permet de les utiliser comme chandelles standard pour déterminer les distances jusqu'à un décalage vers le rouge égal à 1. La précision des distances mesurées est augmentée par l'utilisation de relations d'intercalibration établies sur des supernovae de type Ia proches, découvertes par la technique d'examen visuel de plaques photographiques.

Ainsi, en portant les distances des supernovae proches dans un diagramme distance - décalage vers le rouge, dit diagramme de Hubble, il est possible d'estimer la valeur de la constante de Hubble qui mesure la vitesse d'expansion de l'Univers. En comparant dans ce même diagramme les supernovae proches aux supernovae lointaines, découvertes par soustraction d'images numériques CCD, on mesure le paramètre de densité de matière l'Univers ainsi que la constante cosmologique réduite.

L'obtention d'un lot important de supernovae proches détectées par des techniques de soustraction d'images CCD permettrait de comparer dans le diagramme de Hubble des supernovae découvertes par des méthodes semblables. De plus, l'efficacité de détection d'une telle recherche est calculable: il est alors possible d'évaluer les relations d'intercalibration sur un échantillon de supernovae pour lesquelles les biais de détection sont connus et quantifiés.

Pour ces raisons, le projet EROS, qui utilise un télescope de 1-m dédié au foyer duquel sont montées deux caméras CCD grand champ de un degré carré chacune, consacre 10 pourcent de son temps d'observation à une recherche de supernovae proches, qui fait l'objet de cette thèse.

La conception et la mise en oeuvre de la recherche de supernovae d'EROS est décrite ici en détail. Nous utilisons une méthode de comparaison de deux images d'un même champ du ciel par soustraction, après traitement informatique des images (alignement géométrique, photométrie et correction des différences d'étalement des étoiles). Les supernovae apparaissent comme des sources ponctuelles sur l'image soustraite obtenue et doivent être distinguées des artefacts (défauts des CCD, rayons cosmiques) Le traitement des champs des champs utilisés pour la recherche de supernovae est automatisé.

Le calcul de l'efficacité de détection des supernovae est effectué par simulation Monte-Carlo. Le comptage de galaxies réalisé sur les champs de recherche est comparé aux comptages publiés et théoriques. Le décalage vers le rouge de chaque galaxie est estimé par une loi de probabilité dépendant de sa magnitude apparente: la pertinence de cette méthode est prouvée en utilisant les mesures de décalage vers le rouge du relevé à grand champ *The Las Campanas Redshift Survey*, dont une partie des champs sont communs aux nôtres. La dépendance de l'efficacité en fonction des conditions d'observation, des coupures de l'analyse et des caractéristiques de la galaxie hôte ou des supernovae simulées y est étudiée. La distribution en décalage vers le rouge des supernovae détectées prédite par la simulation est confrontée à celle des supernovae effectivement découvertes, et au calcul théorique. Le calcul de l'efficacité se conclut par une estimation du taux d'explosion de supernovae, et une étude des erreurs, statistiques et systématiques.