

---

# Variabilités intrinsèques des SNe Ia et leurs conséquences sur les paramètres cosmologiques

---

**Résumé :** L'étude des supernovae de type Ia a de nombreuses utilités en physique. Elle sert notamment à la détermination de paramètres cosmologiques, comme la constante de Hubble ou le paramètre d'état de l'énergie noire. Afin d'améliorer la précision et la justesse des mesures existantes, les incertitudes statistiques et systématiques doivent être traitées correctement. Si l'ajout de données permet de réduire les incertitudes statistiques, il n'y a que l'étude du comportement physique des supernovae qui permet de réduire les incertitudes systématiques. Dans ce rapport, nous discutons comment l'établissement de lois d'évolution du paramètre de durée d'explosion d'une supernova en fonction du redshift permettrait d'atteindre ce but.

**Mots-clés :** Cosmologie, supernovae

Stage supervisé par :  
**RIGAULT Mickaël**, Chercheur  
[rigault@ipnl.in2p3.fr](mailto:rigault@ipnl.in2p3.fr)  
[Site personnel](#)

Institut de Physique des Deux Infinis  
*Université Lyon 1*  
*4 rue Enrico Fermi – bâtiment Dirac*  
*69622 Villeurbanne Cedex*  
<https://www.ip2i.in2p3.fr>

# Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce stage et de ce rapport de stage. En premier lieu, bien évidemment, je remercie Mickaël RIGAULT pour son encadrement sans faille

## Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>0</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2 Cosmologie avec les Supernovae de type Ia</b>	<b>1</b>
2.1 Chandelles standards et diagramme de Hubble . . . . .	1
2.2 Les SNe Ia . . . . .	2
2.3 Courbes de lumière . . . . .	2
2.4 Incertitudes systématiques . . . . .	4
<b>3 Construction de l'échantillon d'étude</b>	<b>6</b>
3.1 Effets de sélection . . . . .	6
3.2 Détermination du redshift limite . . . . .	7
3.3 Échantillon utilisé . . . . .	8
<b>4 Évolution intrinsèque des SNe Ia</b>	<b>9</b>
4.1 Modèle SNf d'évolution du stretch . . . . .	10
4.2 Implémentation aux échantillons . . . . .	11
4.3 Modifications et comparaisons . . . . .	12
<b>5 Conclusion</b>	<b>12</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>14</b>

# I - Introduction

En cosmologie, l'étude des supernovae de type Ia (SNe Ia) permet de mesurer l'histoire de l'expansion de l'univers et ainsi d'étudier la physique des éléments fondamentaux qui le composent, et notamment celle de l'énergie noire [10, 12]. Avec aujourd'hui  $\approx 1000$  SNe Ia, les incertitudes systématiques commencent à dominer le budget d'erreur lors de la mesure des paramètres cosmologiques [2, 18]. Parmi celles-ci, l'un des effet dominant est lié à notre connaissance limitée de la physique même des SNe Ia [19, 16, 14].

La cosmologie avec les SNe Ia repose sur le fait qu'il est possible de prédire leur luminosité à toutes distance de nous, et donc à tout moment dans le passé. Les SNe Ia sont ainsi supposées être des chandelles standards (ou plutôt standardisables, nous le verrons) de la cosmologie. Cependant, la physique des étoiles change avec l'histoire de l'univers : serait-il alors possible que la physique des SNe Ia change également ? Si oui, est-ce que cela pourrait impacter la détermination des paramètres cosmologiques ? et de combien ?

Dans ce rapport, nous étudions un paramètre intrinsèque à la physique de l'explosion du progéniteur en SNe Ia : l'étalement de la courbe de lumière, dit "stretch" [11], et nous nous intéressons à son évolution potentielle en fonction de l'âge de l'univers. Si nous trouvons qu'il évolue, alors nous aurons déterminé que la physique des SNe Ia change en fonction du temps comme suggéré par [6, 16, 3, 15].

ICI PRESENTATION DU PLAN. Nous commencerons section 2 par présenter la cosmologie avec les SNeIa en revenant sur le concept de chandelles standard(isable)s et la détermination des paramètres cosmologiques. BLABLABLA...

Dans la suite de ce rapport, et pour éviter la surcharge de lignes de code, le-a lecteur-ice pourra se référer aux ressources mises en ligne publiquement sur [GitHub](https://github.com/Norann/variaIa/tree/master/variaIa) (https://github.com/Norann/variaIa/tree/master/variaIa).

## II - Cosmologie avec les Supernovae de type Ia

### II - 1. Chandelles standards et diagramme de Hubble

En astronomie, la mesure d'un flux lumineux ( $F$ ) est généralement exprimé en magnitude ( $m$ ), tel que :

$$m - m_0 = -2.5 \log \left( \frac{F}{F_0} \right), \quad (1)$$

où  $m_0$  ( $F_0$ ) représente une magnitude (flux) de référence. Le flux étant relié à la luminosité  $L$  d'une source lumineuse à la distance  $d_L$  par  $F = L \times (4\pi d_L^2)^{-1}$ , on a alors :

$$m - m_0 = -2.5 \log \left( \frac{L}{4\pi d_L^2} \right) + C. \quad (2)$$

La magnitude  $m$ , dite « apparente », dépend donc de la distance. On définit la magnitude *absolue* – liée cette fois à la luminosité intrinsèque du corps observé – comme la magnitude apparente qu'aurait la source si elle était située à une distance de 10 pc :

$$M = -2.5 \log \left( \frac{L}{4\pi (10 \text{ pc})^2} \right) + C \quad (3)$$

On peut alors définir le *module de distance*  $\mu$  qui représente la distance de la source par :

$$\mu \equiv m - M = 5 \log(d_L) - 5 \quad (4)$$

avec  $d_L$  en parsec.

En considérant un univers plat homogène et isotrope, l'équation de FRIEDMANN-LEMAÎTRE mène à une expression de  $d_L$  dépendant des paramètres cosmologiques d'après la relation

$$d_L = (1 + z) \times c \left( \int_0^z dz' \left[ \Omega_R (1 + z')^4 + \Omega_M (1 + z')^3 + \Omega_\Lambda \right]^{-1/2} \right), \quad (5)$$

avec  $\Omega_R$  la densité d'énergie de rayonnement,  $\Omega_M$  la densité d'énergie de matière, et  $\Omega_\Lambda$  la densité d'énergie noire. Pour un univers plat elles sont reliées par la relation

$$1 = \Omega_R + \Omega_M + \Omega_\Lambda. \quad (6)$$

Ainsi, le module de distance  $\mu$  permet de déterminer  $d_L$  *via* la mesure de la magnitude apparente  $m$ , si la magnitude absolue  $M$  est connue. On appelle « chandelle standard » un objet dont  $M$  est ainsi prédictible. Remarquez que pour des mesures de distances relatives,  $M$  n'a pas besoin d'être connu absolument, mais simplement d'être le même entre les objets que nous comparons. Les SNe Ia sont de telles objets et sont également extrêmement brillantes ce qui nous permet de faire des mesures de distances à l'échelle cosmologique (milliards d'années lumière).

## II - 2. Les SNe Ia

Si les SNe Ia sont considérées comme des chandelles standards, c'est parce qu'elles obéissent au même mécanisme d'explosion. Bien qu'il soit encore mal compris, on sait qu'il résulte de l'augmentation de la masse de naines blanches, des étoiles inertes très denses, qui mènerait à une explosion thermonucléaire lorsqu'elles atteignent la masse critique de CHANDRASEKHAR de  $1.4 M_\odot$ . Cette augmentation peut suivre de l'accrétion d'un compagnon qui est généralement une géante rouge, ou par fusion de deux naines blanches.

Elles sont beaucoup étudiées en cosmologie de fait de leur forte luminosité permettant une mesure de magnitude jusqu'à des redshifts de l'ordre de  $z \approx 1$ , ce qui équivaut à une analyse des propriétés cosmologiques de l'Univers quand il était de la moitié de son âge actuel. Elles sont notamment les meilleures candidates pour les études à bas redshift, leur luminosité (sur une courte période) pouvant dépasser celle de leur galaxie hôte contenant des centaines de milliards d'étoiles, et qui, d'après l'équation 5, est la zone d'Univers où le paramètre d'énergie noire domine (pour  $z \leq 1$ , c'est le terme en  $\Omega_\Lambda$  qui domine étant donné la puissance  $-1/2$  sur le crochet). Un des buts de l'utilisation des SNe Ia en cosmologie est de mieux comprendre le comportement de cette énergie noire, sa densité précise et l'évolution de sa densité.

Mais en réalité, il existe une dispersion naturelle d'environ 40% des magnitudes absolues des SNe Ia. Elles ne sont donc pas parfaitement standards et cette dispersion correspond une imprécision de  $\approx 20\%$  sur la valeur de la distance déduite. Cependant, il existe des relations empiriques qui permettent de réduire cette dispersion d'un facteur trois, ce qui en fait l'un des outils de mesure de distances le plus précis en astronomie.

## II - 3. Courbes de lumière

Les SNe Ia sont des objets astronomiques dit transitoires : leur flux évolue en fonction du temps. La forme de cette évolution dépend de la physique intrinsèque à l'explosion du progéniteur – les éléments radioactifs créés et détruits notamment. Les éléments extrinsèques, notamment les milieux interstellaires de la galaxie hôte et de notre propre galaxie, eux, peuvent affecter la luminosité relative entre les gammes de longueurs d'onde observées – les poussières interstellaires absorbent plus dans le bleu que dans le rouge, faisant paraître les objets plus rouges qu'ils ne le sont. On appelle « courbe de lumière » l'évolution de la luminosité d'un objet en fonction du temps. La figure 1 montres les courbes de lumière d'une SNe Ia (SN2011fe) dans cinq bandes spectrales [9].

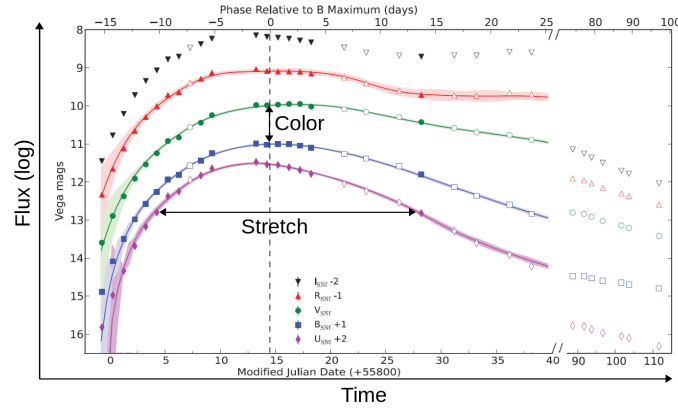


FIGURE 1 – Exemple de courbe de lumière d’une supernova depuis son explosion pour différentes longueurs d’ondes. On peut y définir un paramètre de couleur et un paramètre de *stretch* qui estime la durée d’explosion de ladite SNe Ia.

Ainsi, la chandelle standard de la SNe Ia est en réalité définie comme sa luminosité dans la bande bleue ( $\approx 5000\text{\AA}$ ) à son maximum de luminosité.

Les courbes de lumières des SNe Ia sont paramétrisées par trois éléments :

- 1) Le maximum de luminosité dans la bande B, il s’agit du «  $m$  des SNe Ia » ;
- 2) La couleur («  $c$  »), définie par la différence de magnitude au maximum d’émission entre les bandes vertes et bleues ;
- 3) Le *stretch* («  $x_1$  »), définissant l’élargissement de la courbe de lumière.

L’algorithme SALT2 [4, 5] permet d’ajuster ces paramètres.

La définition de ces paramètres n’est pas anodine : il existe une corrélation entre  $M_B$  (la magnitude absolue des SNe Ia dérivée de  $m_B$ ) et le stretch  $x_1$  et la couleur  $c$  (mais pas entre  $x_1$  et  $c$  par construction). Les SNe Ia à évolution lente (grand stretch) ont une luminosité intrinsèque plus grande (relation "brighter-slower") [11] et les SNe Ia les plus bleues sont plus lumineuses (relation "brighter-bluer") [22, 13]. Ces relations sont illustrées figure 2.

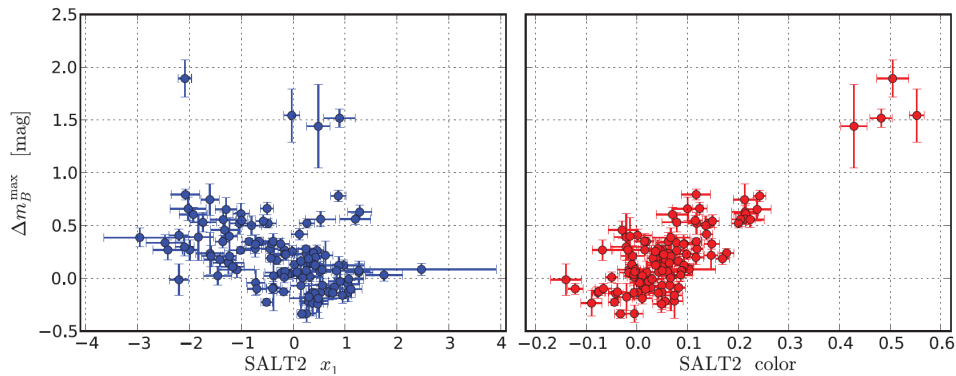


FIGURE 2 – Corrélations entre la différence de luminosité maximale d’une supernova dans le bleu et les paramètres de stretch («  $x_1$  ») et de couleur («  $color$  ») d’après l’algorithme SALT2.

Pour réduire la dispersion naturelle de magnitude absolue des SNeIa, on peut alors inclure ces relations linéaires dans l’expression de la magnitude absolue, de telle sorte que :

$$M_B^{\text{corr}} \equiv M_B^{\text{max}} + (\alpha x_1 - \beta c) \quad (7)$$

où  $\alpha$  est le coefficient du stretch, et  $\beta$  celui de la couleur, tous les deux positifs ;  $M_B^{corr}$  est la nouvelle définition de la magnitude absolue des SNe Ia, dite « standardisée ». Ces trois paramètres sont ajustés simultanément sur l'ensemble des données disponibles.

Ces relations supplémentaires permettent de réduire l'incertitude sur la mesure de distance, puisque la dispersion de magnitude absolue est réduite à  $\approx 0.15\text{mag}$  [2], soit une précision en distance de l'ordre de 8%. La nouvelle définition du module de distance (standardisé) des SNe Ia est :

$$\mu = m - M + \alpha x_1 - \beta c \quad (8)$$

La réduction de la dispersion dans le diagramme de Hubble est illustré figure 3 avec les données de SNfactory [15].

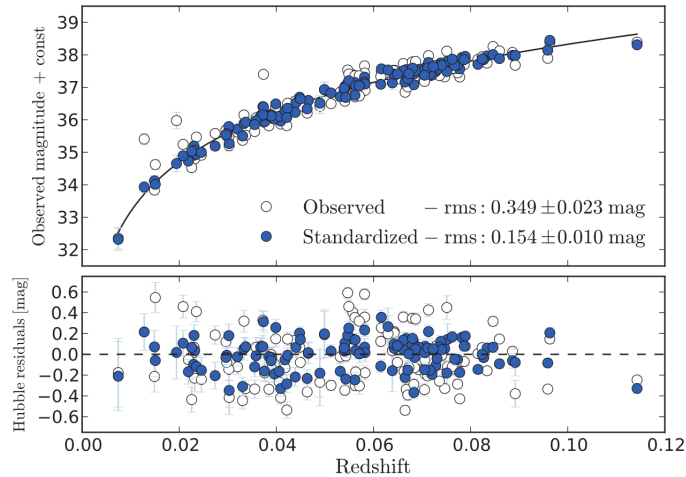


FIGURE 3 – Diagramme de Hubble avec, en haut, la magnitude apparente avant et après le processus de standardisation, qui consiste à inclure les corrélations entre la magnitude absolue et les paramètres de stretch et de couleur, respectivement en blanc et en bleu. En bas, on a le *résidu* ne montrant que la dispersion autour de la courbe noire, indiquant l'évolution de la luminosité prédite par la loi de Hubble.

L'utilisation de cette relation a alors permis d'améliorer la précision des mesures de distance, et ainsi discriminer différentes valeurs possibles pour les paramètres cosmologiques : cela a mené à la découverte de l'expansion accélérée de l'Univers *via* une valeur non-nulle de  $\Omega_\Lambda$  pour laquelle un prix Nobel a été décerné en 2011. La dernière compilation des SNe Ia est présentée fig 4.

## II - 4. Incertitudes systématiques

Depuis la découverte de l'accélération de l'expansion de l'univers, qui ne se basait que sur une centaine de données de SNe Ia, plus de données ont été accumulées, et la précision sur les mesures de  $\Omega_M$  et  $\Omega_\Lambda$  s'est améliorée. Nous pouvons maintenant mesurer le paramètre d'équation d'état de l'énergie noire  $w$ , qui devrait valoir  $-1$  s'il s'agit d'une constante cosmologique  $\Lambda$ . Aujourd'hui avec  $\approx 1000$  SNe Ia,  $w$  est mesuré avec une précision de 5% et est compatible avec  $-1$  [2, 18]. Dans un futur proche (2022), le *Large Synoptic Survey Telescope* (LSST, récemment renommé Vera Rubin Survey Telescope) installé au Chili devrait acquérir  $\approx 10000$  SNe Ia par an. Un des objectifs principaux du sondage cosmologique est de mesurer  $w$  au pourcent, mais surtout, de mesurer  $w_a$ , l'évolution potentielle de  $w$  en fonction du temps, à 10% ;  $w_a$  devrait être 0 si l'énergie noire est un simple constante cosmologique. Cependant, déjà aujourd'hui, les erreurs systématiques dominent la budget total d'erreur de la mesure des paramètres cosmologiques avec les SNe Ia, comme illustré fig 5.

Pour continuer à améliorer les mesures cosmologiques, il est donc nécessaire de travailler sur les sources d'erreurs systématiques, faute de quoi, il sera impossible d'exploiter l'immense masse de

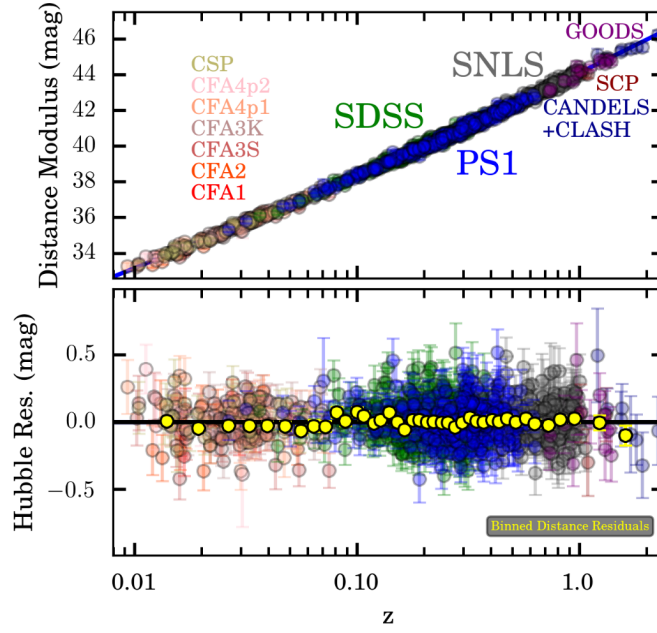


FIGURE 4 – En haut, diagramme de Hubble actuel (en couleurs, une par échantillon d’observation) et diagramme résiduel où l’on a retiré l’évolution théorique du module de distance. [18]

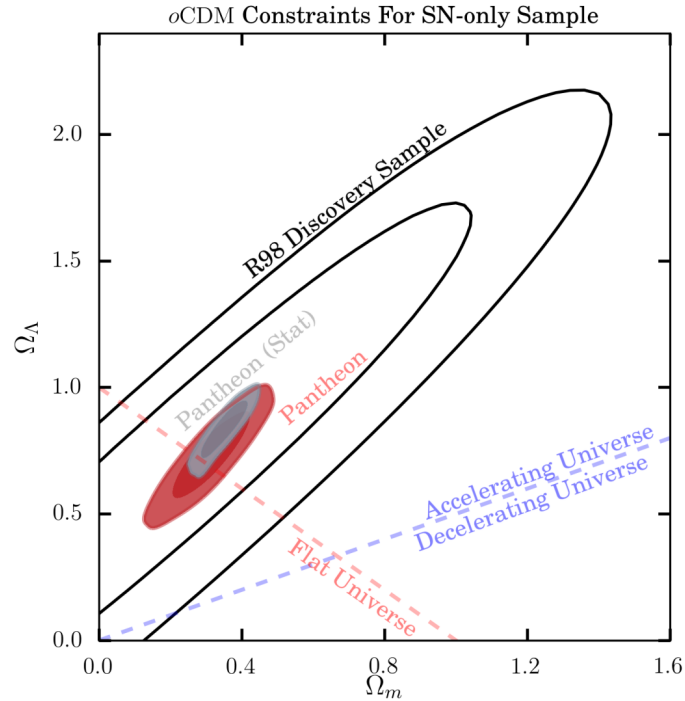


FIGURE 5 – *Contour plot* indiquant la précision à 68 et 90% de la mesure des paramètres  $\Omega_M$  et  $\Omega_\Lambda$  pour la découverte historique de RIESS ET. AL (R98, en blanc) se basant sur 100 données de SNe Ia, et pour les échantillons actuels utilisant environ 1000 SNe Ia (en rouge). En gris est indiqué la part des incertitudes statistiques à l’incertitude totale. [18]



données fournies par LSST. Une des erreurs dominantes et encore peu étudiée est l'impact de notre connaissance limitée de la physique des SNe Ia sur la mesure des paramètres cosmologiques [15] et notamment sur l'évolution potentielle de  $M_B^{\text{corr}}$  en fonction du redshift. La fig 6 montre une estimation de l'impact potentiel qu'aurait une évolution réaliste de la physique des SNe Ia en fonction du temps sur l'estimation des paramètres ( $w$ ,  $w_a$ ). Non seulement l'erreur systématique associée est plus grande que la précision souhaitée pour LSST, mais surtout, la zone mesurée est en désaccord complet avec ce qui est attendu. La mesure est donc non seulement moins précise, mais elle est aussi faussée. C'est dans ce cadre que s'inscrit mon stage et la thèse qui en découle.

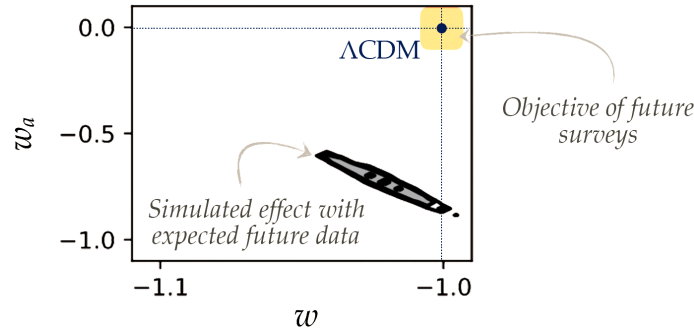


FIGURE 6 – Erreur attendue sur la mesure de  $w$  et  $w_a$  en ne considérant que la réduction des erreurs statistiques sans prendre en compte les erreurs systématiques.

### III - Construction de l'échantillon d'étude

Dans ce stage, nous avons cherché à mesurer si la propriété intrinsèque des SNe Ia changeait en fonction du temps, ou, ce qui est équivalent, du redshift. Comme nous l'avons vu section 2.3, le stretch est une propriété purement intrinsèque à l'explosion du progéniteur en SNe Ia. Ainsi, si nous pouvons détecter une évolution de la distribution de stretch en fonction du redshift, alors nous aurons prouvé qu'en effet les SNe Ia changent avec le temps. Il nous faut donc comparer des SNe Ia dans plusieurs gammes de redshift et comparer leurs distributions de stretch. Cependant, les effets de sélection affectent la distribution de stretch : il est donc dans un premier temps nécessaire de savoir quelles SNe Ia sont affectées ou non par ces effets de sélection.

Nous discutons les effets de sélection plus en détails section 3.1, puis, dans la section 3.2 nous montrons comment construire un échantillon complet (i.e. affranchis des effets de sélection) ; échantillons que nous utiliserons par la suite pour nos analyses (cf. section 4).

#### III - 1. Effets de sélection

L'observation du nombre de SNe Ia en fonction du redshift illustre l'existence d'effets de sélection : si l'on suppose une répartition homogène et isotrope des supernovae dans l'espace, alors on s'attend à avoir un nombre croissant de SNe Ia avec le redshift ( $z$ ), tel que  $N_{\text{SNe Ia}} \propto z^3$ . Mais lorsque l'on regarde la distribution de SNe Ia en fonction du redshift, comme montré fig 7 pour l'échantillon de SNLS [1, 2], si cette relation semble vérifiée jusqu'à une certaine distance (la distribution croît), nous constatons qu'à partir d'un certain redshift, le nombre de SNe Ia observé réduit. Dans ce cas, la transition semble s'effectuer autour de  $z \approx 0.6$ .

Pour comprendre cette distribution, rappelons nous que nous mesurons l'évolution du flux des SNe Ia pour en dériver la distance (voir section 2.1. Or, les instruments (caméras ou spectrographes, selon) ont une limite de détection de flux au dessous de laquelle les objets ont une luminosité trop faible pour être détectée. Pour les SNe Ia, qui ont toutes une luminosité relativement similaire ; cela



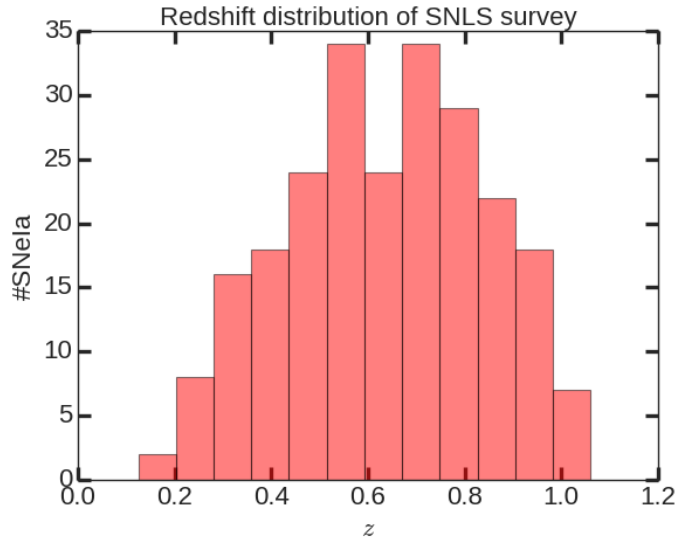


FIGURE 7 – Histogramme du nombre de SNe Ia observées en fonction du redshift pour les données de l'échantillon SNLS (SuperNova Legacy Survey).

signifie qu'à partir d'une certaine distance, leur flux sera trop faible pour être détecté. C'est ce que nous observons fig. 7 : à  $z \lesssim 0.6$  toutes les SNe Ia sont assez lumineuses pour être observées, à  $z \gtrsim 0.6$  les SNe Ia relativement sous-lumineuses manquent en premier, puis celles de moins en moins lumineuses jusqu'à ce qu'elles soient toutes trop faibles car trop lointaines.

Si cette sélection en luminosité était indépendante du stretch alors il n'y aurait pas de problème, nous pourrions utiliser toutes les SNe Ia pour notre analyse. Cependant, comme discuté section 2.3, à cause de la relation "brighter-slower", les SNe Ia les moins lumineuses sont également celles qui ont un plus petit stretch en moyenne. Ainsi, une fois passé un certain redshift (ici  $z \sim 0.6$ ) la distribution de stretch de l'échantillon n'est plus représentative de ce que la nature fournit. C'est pourquoi, pour étudier l'évolution de la distribution de stretch des SNe Ia en fonction du redshift, il faut exclure les SNe Ia au-delà de ce redshift caractéristique qui dépend de l'instrument utilisé, et donc de l'échantillon.

L'objectif est donc de trouver, pour chaque échantillon, la valeur de ce redshift caractéristique et de considérer seulement les SNe Ia de cet échantillon disposant d'un redshift inférieur à ce redshift limite. Nous pouvons ensuite combiner les SNe Ia des différents échantillons pour notre étude du stretch en fonction du redshift puisqu'elles seront toutes représentatives de ce que la nature crée.

## III - 2. Détermination du redshift limite

Pour déterminer le redshift limite au delà duquel les effets de sélection deviennent non-négligeable, l'approche qui a été choisie repose sur la comparaison entre l'évolution attendue du nombre de SNe Ia par intervalle de redshift et l'évolution observée. Une étude plus rigoureuse aurait été de s'intéresser aux caractéristiques de limite de détection de chaque instrument, mais nous ne disposons pas, pour ce stage, de ces informations.

Comme discuté précédemment, on s'attend à avoir un nombre de supernovae qui croît proportionnellement à  $z^3$ . En utilisant l'histogramme précédent, on a, pour chaque intervalle, le nombre de supernovae observées. En définissant une fonction de paramètre  $a$  telle que  $N_{\text{SNe Ia}} = a \times V(z)$ , où  $V(z)$  est le volume d'univers à un redshift donné, on peut trouver pour chaque milieu d'intervalle le nombre attendu de supernovae observées selon cette fonction. On peut alors utiliser une statistique poissonienne pour trouver la probabilité d'avoir ce nombre attendu sachant qu'on en a effectivement observé le nombre correspondant aux intervalles. Le paramètre libre  $a$  est dérivé en maximisant cette probabilité.

Comme illustré figure 8, lorsqu'on dérive  $a$  en ne considérant que les premiers intervalles de redshift la correspondance est bonne. On augmente ensuite le redshift limite utilisé pour dériver  $a$  et on compare la qualité de la minimisation. Le redshift limite est celui à partir duquel la qualité de la minimisation décroît. Cependant, cette méthode dépend du choix initial du nombre d'intervalles de redshift. Pour s'affranchir de cela nous avons, pour chaque échantillon, appliqué 100 fois la méthode précédente en changeant à chaque fois de manière aléatoire le nombre d'intervalles (entre 5 et 13) tout en changeant les bornes globales de redshift inférieur et supérieure.

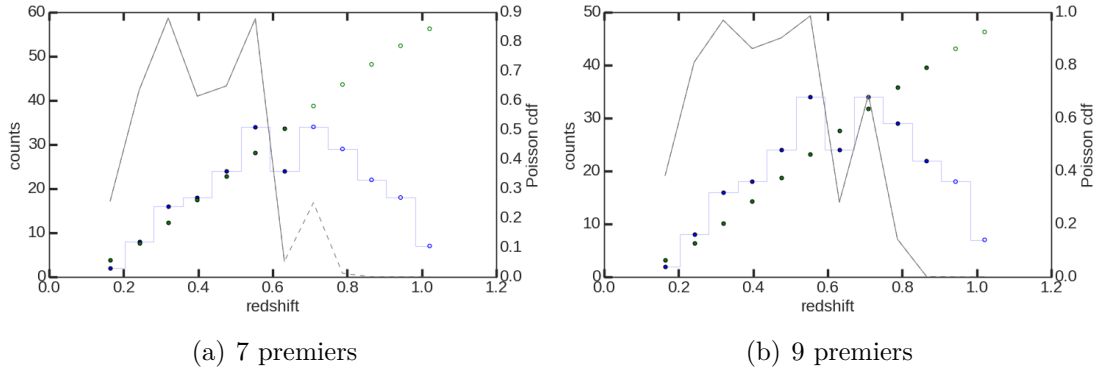


FIGURE 8 – Graphique présentant l'évolution de la probabilité poissonnienne d'observer un nombre de supernovae correspondant à la fonction  $N_{\text{SNe Ia}} = a \times V(z)$  sachant que l'on en a observé le nombre correspondant à l'intervalle. On a ici un exemple pour on n'a considéré que les 9 premiers intervalles pour la minimisation, en extrapolant ce que cette probabilité deviendrait en prenant plus d'intervalles (en pointillés).

Les courbes d'évolution de la probabilité poissonnienne sont enregistrées puis interpolées linéairement. La figure 9 montre l'évolution médian (et écart type pour la bande d'erreur) de la probabilité que le nombre de SNe Ia observé par l'échantillon considéré à un redshift donné soit compatible celui attendu si l'échantillon était complet.

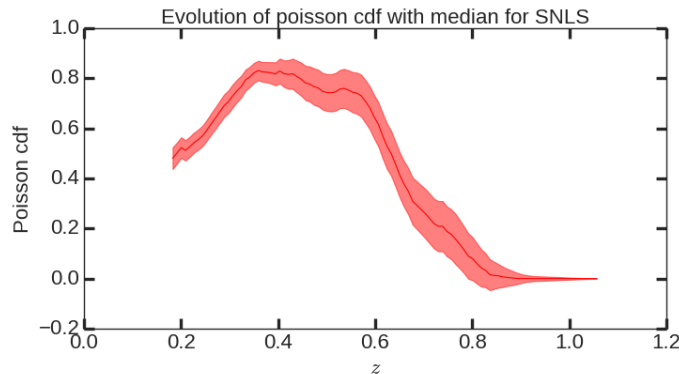


FIGURE 9 – Résultat du procédé de détermination du redshift maximal à partir duquel les effets de sélections ne sont pas anodins.

MANQUE, COMME ON OBTIENT  $Z_{MAX}$  MAINTENANT QU'ON A LE PLOT STOPPED HERE

### III - 3. Échantillon utilisé

Une fois déterminé le redshift limite pour chacune des sources de SNe Ia, nous pouvons constituer notre échantillon d'étude. Celui-ci est, par construction, représentatif de ce que la nature produit.

La table ?? [FAIRE LA TABLE] récapitule l’origine des SNe Ia et la fig. 10 montre le stretch en fonction du redshift pour toutes les SNe Ia considérées (sauf SNfactory, voir ci-après) ; celles que nous utiliserons ont un marqueur plein.

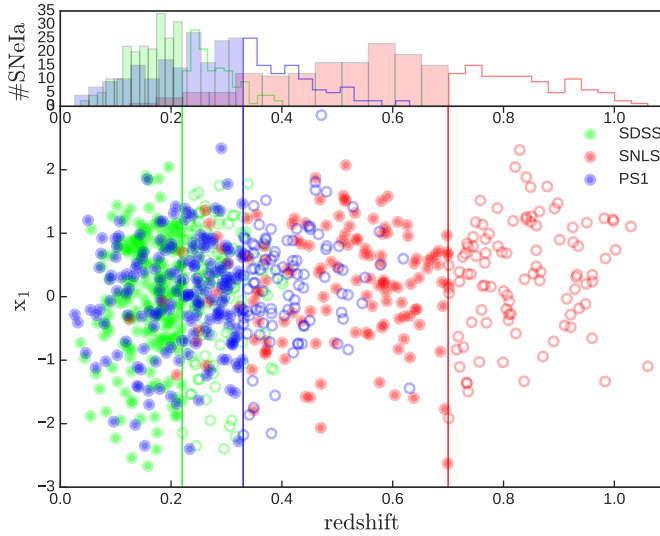


FIGURE 10 – Représentation des données des échantillons subissant des effets de sélection après application du procédé : les points creux représentent les données ignorées.

Aux trois échantillons provenant de [18] et dont nous avons extrait notre échantillon complet, peut s’ajouter un quatrième échantillon, celui de the Nearby Supernova factory (SNfactory) [23] et les données proviennent de [15]. Contrairement aux autres sondages, SNfactory utilise des sondages indépendants pour trouver les SNe Ia qu’il suit. Ces derniers ont un niveau de détection plus profond que les autres et ainsi, l’échantillon de SNfactory n’est pas affecté par des effets de sélections [15]. Nous utiliserons donc l’ensemble des données provenant de ce sondage (voir ??). Il en va de même pour les quelques SNe Ia à grand redshift mesurées par le Hubble Space Telescope (HST) issues de [18].

Notre échantillon est donc constitué de XXX SNeIa couvrant un domaine de redshift allant de  $z=XXX$  à  $z=XXX$  [METTRE LES CHIFFRES].

## IV - Évolution intrinsèque des SNe Ia

En plus des données liées aux courbes de lumières (stretch, couleur, magnitude), les données de SNfactory disposent également d’une mesure de la probabilité qu’une SNe Ia soit issue d’un progéniteur jeune ( $\lesssim 500\text{Myr}$ ) ou vieux ( $\gtrsim 1\text{Gyr}$ ). [15] ont montré une corrélation forte entre le stretch des SNe Ia et le *Local specific star formation rate* (LsSFR), le traceur de la probabilité qu’une SNe Ia soit jeune ou vieille. Cette corrélation est montrée fig 11(a).

Le LsSFR est le ratio entre le taux de formation stellaire (SFR, traceur du nombre de jeunes étoiles) et la masse (traceur du nombre d’étoiles largement dominé par celles de la séquence principale comme le soleil). Or, le taux de formation d’étoiles dans l’univers est très dépendant du redshift et est maximum vers un redshift de 2, quand l’univers avait approximativement le tiers de son âge actuel [7]. Il y avait ainsi  $\approx 40$  fois plus de formation d’étoiles à un redshift de 1 qu’aujourd’hui. La masse n’évolue que lentement avec le redshift. Puisque le stretch et le LsSFR sont corrélés, il est donc probable que la distribution de stretch des SNe Ia évolue également avec le redshift.

Pour tester cette hypothèse, nous allons dans un premier temps construire un modèle décrivant la distribution de stretch en fonction du LsSFR. Ce modèle est présenté section 4.1 où nous présentons également le modèle d’évolution du LsSFR en fonction du redshift donné dans [15]. Dans la section 4.2

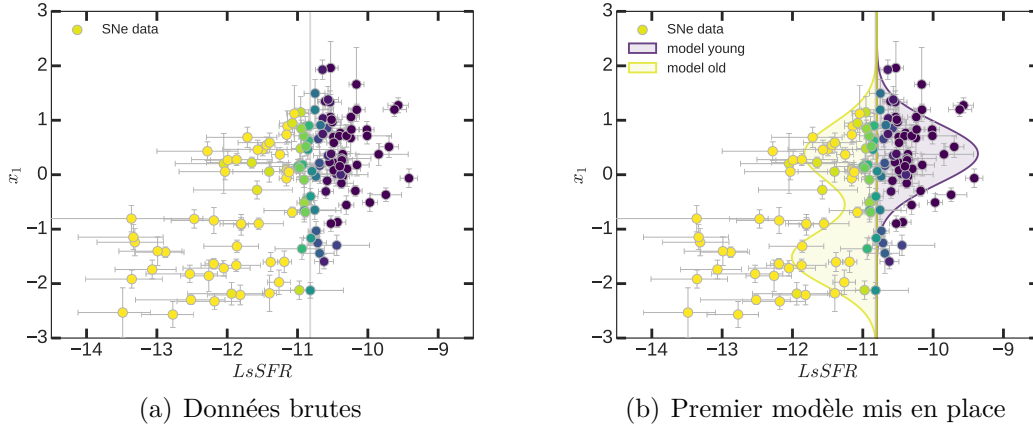


FIGURE 11 – Stretch des supernovae étudiées par la collaboration SNF en fonction de  $\log(LsSFR)$ . La couleur représente la probabilité pour une supernova d’être issue d’un jeune progéniteur.

nous testerons ce modèle sur les données de la littérature. Nous généraliserons ensuite ce modèle dans la section 4.3 et nous comparons les différents modèles, y compris des modèles sans évolution avec le redshift, afin de déterminer lequel est le plus probable.

## IV - 1. Modèle SNf d’évolution du stretch

[15] appellent  $\delta(z)$  la fraction de jeunes étoiles dans un échantillon et  $\psi(z)$  la fraction de vieilles. Suivant [8, 17, 20], ils supposent que les fractions de jeunes et vieilles étoiles sont respectivement proportionnelles au SFR et à la masse stellaire. Le ratio des deux est donc proportionnelle au  $LsSFR$  qui évolue comme  $(1+z)^{2.8 \pm 0.2}$  d’après [21]. Ainsi [15] donne :

$$\frac{\delta(z)}{\psi(z)} \equiv LsSFR(z) = K \times (1+z)^\varphi \quad (9)$$

avec  $\varphi = 2.8$ . Sachant que  $\delta(z) + \psi(z) = 1$ , on a :

$$\delta(z) = \left( K^{-1} \times (1+z)^{-\varphi} + 1 \right)^{-1} ; \quad (10)$$

$$\psi(z) = \left( K \times (1+z)^{+\varphi} + 1 \right)^{-1} \quad (11)$$

La valeur de  $LsSFR$  séparant les jeunes et vieilles SNe Ia est choisie telle qu’il y ait autant de supernovae de chaque sorte dans l’échantillon de SNfactory, à  $z \approx 0.05$ , ce qui impose  $K = 0.87$ .

En s’appuyant sur la forme du nuage de point montré fig. 11(a), notre modèle de distribution du stretch pour les jeunes et les vieilles SNe Ia a été le suivant :

- **jeunes** : Une gaussienne de moyenne  $m_1$  et d’écart type  $\sigma_1$ , soit  $\mathcal{N}_1 \equiv \mathcal{N}(m_1, s_1)$ ,
- **vieilles** : Une combinaison linéaire entre  $\mathcal{N}_1$  (même que pour les jeunes) et une seconde gaussienne  $\mathcal{N}_2 \equiv \mathcal{N}(m_2, s_2)$ .

Ainsi, la probabilité d’observer une SNe Ia "i" jeune avec un stretch  $x_1^i$  d’erreur  $dx_1^i$  est :

$$p(x_1^i, dx_1^i | m_1, s_1) = \mathcal{N} \left( m_1, \sqrt{s_1^2 + dx_1^i{}^2} \right) (x_1^i) \quad (12)$$

et pour une SNe Ia vieille :

$$p(x_1^i, dx_1^i | m_{1,2}, s_{1,2}, a) = a \times \mathcal{N}\left(m_1, \sqrt{s_1^2 + dx_1^{i2}}\right)(x_1^i) + \quad (13)$$

$$(1 - a) \times \mathcal{N}\left(m_2, \sqrt{s_2^2 + dx_1^{i2}}\right)(x_1^i), \quad (14)$$

où « a » est le facteur d'amplitude relative entre les deux modes  $\mathcal{N}_1$  et  $\mathcal{N}_2$ . En ajustant ce modèle sur les données de SNfactory (voir fig. 11(a)), nous trouvons :  $\mu_1 = BLA \pm BLA$ ,  $\sigma_1 = \dots$  **METTRE LES RESULTATS**

Pour une question de nomenclature pour la suite, nous désignerons ce modèle : 3G2M2S<sub>SNf</sub>, car il est composé de 3 gaussiennes (deux vieilles, une jeune) mais composé de seulement deux valeurs centrales  $\mu$  et deux écart-types  $\sigma$  et dont tous les paramètres libres ont été ajustés sur les données de SNf.

## IV - 2. Implémentation aux échantillons

La détermination des données complètes discutée partie 3.2 nous a permis de déterminer le stretch et le redshift moyens des 5 échantillons étudiés (SNf, PS1, SDSS, SNLS, HST). Le stretch moyen de chacun de ces sous-échantillons pour les données complètes que nous utilisons est montré fig. 12.

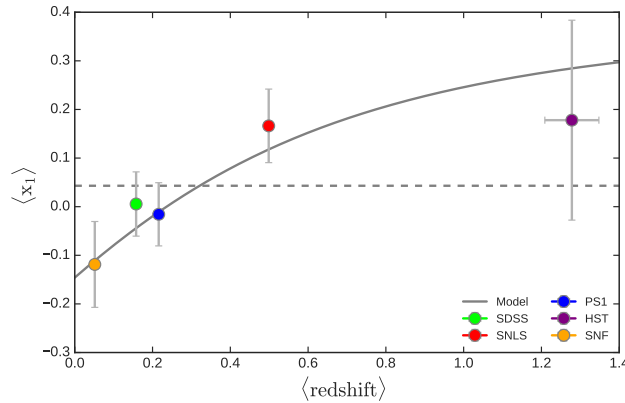


FIGURE 12 – Extrapolation du modèle déterminé à partir des données de SNf sur la gamme de redshifts étudiés par les échantillons étudiés en gris ; moyenne des stretches et des redshifts des échantillons respectivement en ordonnée et en abscisse.

On remarque que plus le redshift est important, plus le stretch moyen semble grand. Si l'on se rappelle que les SNe Ia à faible stretch sont quasi-uniquement des SNe Ia vieilles (voir fig 11(a)) et que la fraction de vieilles SNe Ia diminue avec le redshift (pour la gamme de redshift couvert par les SNeIa), alors l'évolution visible fig. 12 est celle à laquelle nous nous attendions.

La distribution normalisée de stretch à un redshift donné  $\Delta(x_1|z)$  est la somme pondérée des distributions de stretch des jeunes et des vieilles SNe Ia étant donné leurs fractions relatives à ce redshift. Ainsi, dans le cas du modèle 3G2M2S<sub>SNf</sub> et en supposant l'évolution des fractions de jeunes SNe Ia de [15] :

$$\Delta(x_1|z) = \delta(z) \times \mathcal{N}_1 + (1 - \delta(z)) \times (a \times \mathcal{N}_1 + (1 - a)\mathcal{N}_2) \quad (15)$$

Ce modèle est entièrement prédictif et ne dispose d'aucun paramètre libre ; ils sont tous fixés par les données de SNf. La fig. 12 montre que notre modèle est particulièrement bien en accord avec les mesures issues des données de la littérature.

Alternativement, nous pouvons séparer les SNe Ia par gammes de redshift plutôt que par échantillon d'origine. Cela est montré fig. 13. Nous pouvons également ajuster l'ensemble des paramètres du modèle – hormis les paramètres d'évolution de la fraction de jeunes et de vieilles qui sont fixes – non plus sur les données de SNf mais sur l'ensemble des données. Si l'on fait ainsi, on trouve :  $\mu_1 = BLA \pm BLA$ ,  $\sigma_1 = \dots$  **METTRE LES RESULTATS**. Ce modèle, appelé 3G2M2S, est illustré fig. 13 et est similaire avec celui ajusté sur les données de SNf.

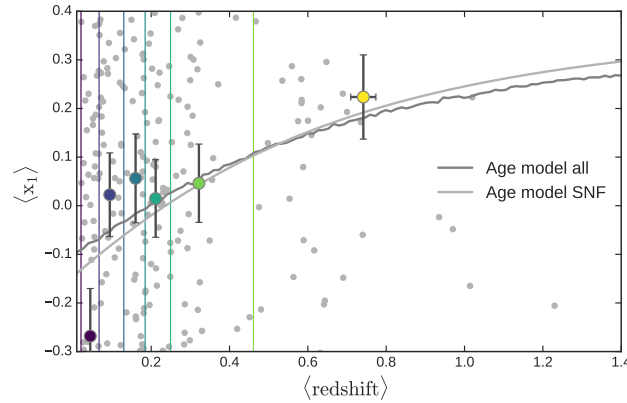


FIGURE 13 – Implémentation du modèle 3G2M2S en utilisant toutes les données. La gamme de redshifts a été divisée en 6 intervalles qui contiennent le même nombre de données.

## IV - 3. Modifications et comparaisons

C'est la forme du nuage de points de la figure 11(a) qui nous a amenés à ces distributions. Pour savoir s'il est plus pertinent d'avoir, par exemple, 3 gaussiennes avec 2  $\mu$  mais 1  $\sigma$ , nous avons implémenté d'autres modèles dont on retrouve les paramètres dans la table 1

TABLE 1 – Valeurs des paramètres pour 3G2M2SSNF et 3G2M1SSNF

Modèle	$\mu_1$	$\sigma_1$	$\mu_2$	$\sigma_2$
3G2M1SSNF	0	1	0	1
3G2M2SSNF	0	1	0	1

Afin de tester plus efficacement les modèles et les comparer à d'autres travaux trouvés dans la littérature, le likelihood, le BIC et l'AICc ont été calculés. On obtient la table 2.

DECRIRE LES MODELES, DECRIRE BIC, AICc.

- Modification du modèle ;
- Implémentation d'autres modèles et résultats

## V - Conclusion

Conclusion.

TABLE 2 – Comparaison des modèles.

Nom modèle	Description	Paramètres libres	$\ln \mathcal{L}$	BIC	AICc	Proba (from NR 1S)
1G1M1S	1 gaussienne	2	1872	1885	1876	$2.4 \times 10^{-12}$
2G1M2S	Kessler	3	1837	1857	1843	$4.1 \times 10^{-5}$
2G2M2S	Howell	4	1818	1844	1826	$1.8 \times 10^{-1}$
2G2M2SF	Howell Fixed	5	1823	1855	1833	$7.0 \times 10^{-3}$
3G2M1S	NR 1S	4	1815	1841	1823	1.0
3G2M1SF	NR 1S Fixed	5	1823	1856	1833	$5.5 \times 10^{-3}$
3G2M2S	NR 2S	5	1815	1847	1825	$3.6 \times 10^{-1}$
3G2M2SF	NR 2S Fixed	6	1823	1862	1835	$2.5 \times 10^{-3}$
3G3M3S	NR 3S	7	1812	1858	1826	$1.6 \times 10^{-1}$

## Références

- [1] ASTIER, P., AND GUY, J. E. A. The Supernova Legacy Survey : Measurement of  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\lambda$  and  $w$  from the First Year Data Set. *Astronomy & Astrophysics* 447, 1 (Feb. 2006), 31–48. arXiv : astro-ph/0510447.
- [2] BETOULE, M., AND KESSLER, R. E. A. Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples. *Astronomy and Astrophysics* 568 (Aug. 2014), A22.
- [3] CHILDRESS, M. J., WOLF, C., AND ZAHID, H. J. Ages of Type Ia supernovae over cosmic time. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 445, 2 (Dec. 2014), 1898.
- [4] GUY, J., AND ASTIER, P. E. A. SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators. *Astronomy and Astrophysics* 466, 1 (Apr. 2007), 11.
- [5] GUY, J., AND SULLIVAN, M. E. A. The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints. *Astronomy and Astrophysics* 523 (Nov. 2010), A7.
- [6] HOWELL, D. A., AND SULLIVAN, M. E. A. The Effect of Progenitor Age and Metallicity on Luminosity and  $^{56}\text{Ni}$  Yield in Type Ia Supernovae. *The Astrophysical Journal* 691, 1 (Jan. 2009), 661.
- [7] MADAU, P., AND DICKINSON, M. Cosmic Star Formation History. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 52, 1 (Aug. 2014), 415–486. arXiv : 1403.0007.
- [8] MANNUCCI, F., AND DELLA VALLE, M. E. A. The supernova rate per unit mass. *Astronomy and Astrophysics* 433, 3 (Apr. 2005), 807.
- [9] PEREIRA, R., AND THOMAS, R. C. E. A. Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory. *Astronomy and Astrophysics* 554 (June 2013), A27.



- [10] PERLMUTTER, S., AND ALDERING, G. E. A. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. The Astrophysical Journal 517, 2 (June 1999), 565–586. arXiv : astro-ph/9812133.
- [11] PHILLIPS, M. The Absolute Magnitudes of Type Ia Supernovae - NASA/ADS.
- [12] RIESS, A. G., AND FILIPPENKO, A. V. E. A. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. The Astronomical Journal 116, 3 (Sept. 1998), 1009–1038. arXiv : astro-ph/9805201.
- [13] RIESS, A. G., AND LIVIO, M. The First Type Ia Supernovae : An Empirical Approach to Taming Evolutionary Effects in Dark Energy Surveys from SNe Ia at  $z \gtrsim 2$ . The Astrophysical Journal 648, 2 (Sept. 2006), 884.
- [14] RIGAULT, M., AND ALDERING, G. E. A. Confirmation of a Star Formation Bias in Type Ia Supernova Distances and its Effect on the Measurement of the Hubble Constant. The Astrophysical Journal 802, 1 (Mar. 2015), 20.
- [15] RIGAULT, M., AND BRINNEL, V. E. A. Strong Dependence of Type Ia Supernova Standardization on the Local Specific Star Formation Rate. arXiv e-prints (June 2018), arXiv :1806.03849.
- [16] RIGAULT, M., AND COPIN, Y. E. A. Evidence of environmental dependencies of Type Ia supernovae from the Nearby Supernova Factory indicated by local  $H\alpha$ . Astronomy and Astrophysics 560 (Dec. 2013), A66.
- [17] SCANNAPIECO, E., AND BILDSTEN, L. The Type Ia Supernova Rate. The Astrophysical Journal 629, 2 (Aug. 2005), L85.
- [18] SCOLNIC, D. M., AND JONES, D. O. E. A. The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample. The Astrophysical Journal 859, 2 (June 2018), 101.
- [19] SULLIVAN, M., AND CONLEY, A. E. A. The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 406, 2 (Aug. 2010), 782.
- [20] SULLIVAN, M., AND LE BORGNE, D. E. A. Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies. The Astrophysical Journal 648, 2 (Sept. 2006), 868.
- [21] TASCA, L. A. M., AND LE FÈVRE, O. E. A. The evolving star formation rate :  $M_{\text{SUB}} - \text{sSFR}$  relation and sSFR since  $z \simeq 5$  from the VUDS spectroscopic survey. Astronomy and Astrophysics 581 (Sept. 2015), A54.
- [22] TRIPP, R. A two-parameter luminosity correction for Type Ia supernovae. Astronomy and Astrophysics 331 (Mar. 1998), 815.
- [23] WOOD-VASEY, W. M., AND ALDERING, G. E. A. The Nearby Supernova Factory. New Astronomy Reviews 48, 7-8 (May 2004), 637–640. arXiv : astro-ph/0401513.