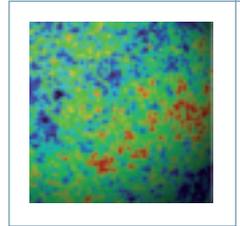


Supernovæ et Énergie Noire



L'étude de la distance de luminosité des supernovæ de type Ia en fonction de leur décalage spectral permet de reconstruire l'histoire de l'expansion de l'Univers, et de contraindre certains paramètres cosmologiques fondamentaux tels que la densité de matière. Les premières mesures convaincantes ont été présentées en 1998 par le Supernova Cosmology Project et le High-z Supernova Team. À la surprise générale, elles ont mis en évidence une accélération de l'expansion cosmique, attribuée à un composant de nature inconnue, de pression négative, dominant la densité actuelle de l'Univers, et baptisé « Énergie Noire », faute d'en savoir plus. Dix ans plus tard, ce résultat perdure et de nombreux programmes d'observation ambitieux ont vu le jour pour tenter d'élucider la nature de ce nouveau composant.

Les supernovæ sont des explosions d'étoiles d'une violence phénoménale. L'énergie totale libérée peut atteindre 10^{44} Joules, conduisant à l'éjection de la totalité des couches externes de l'étoile, voire à sa destruction complète. Durant près d'un mois, la luminosité de tels événements est de l'ordre de quelques milliards de luminosités solaire, soit à peu près autant que leur galaxie hôte.

Proposer un mécanisme pour expliquer une telle débâche d'énergie n'était pas chose aisée. Dans les années 1940, une vingtaine d'années après les premières estimations correctes de la luminosité des supernovæ, Fritz Zwicky suggère un scénario reposant sur l'énergie gravitationnelle libérée lors de l'effondrement d'une étoile jeune et massive, arrivée en fin de vie après avoir brûlé la totalité de son hydrogène puis les éléments plus lourds synthétisés par les réactions de fusion. Deux décennies plus tard, Fred Hoyle propose un second scénario, fondé sur l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche, composée principalement de carbone et d'oxygène et ayant atteint une masse critique bien précise, appelée masse de Chandrasekhar ($\sim 1,4$ masses solaires). Ces deux familles de modèles dits *gravitationnels* et *thermonucléaires* expliquent correctement les caractéristiques de la très grande majorité des supernovæ détectées jusqu'à présent. L'*encadré 1* détaille les processus physiques mis en œuvre lors des différents types d'explosion.

Empiriquement, les supernovæ sont classées en différentes catégories, suivant leurs caractéristiques spectrales ou les propriétés de leurs courbes de lumière (l'évolution temporelle de leur luminosité). Dès les années 1940, Rudolf Minkowski et Walter Baade distinguent supernovæ de

type II ou de type I, suivant que leur spectre indique ou non la présence d'hydrogène dans l'enveloppe en expansion. Plus tard, la classification s'est affinée en supernovæ de type Ia (fortes raies de silicium et calcium), Ib (présence d'hélium) ou Ic (ni silicium, ni hélium) ou encore II-L (courbe de lumière linéaire), II-P (courbe de lumière présentant un long plateau)... Aujourd'hui encore, alors que la statistique disponible augmente, de nouveaux sous-types rares commencent à émerger.

La physique des supernovæ est assez bien connue pour établir que les supernovæ de type Ia sont des événements thermonucléaires, tandis que les supernovæ de type Ib, Ic et II sont de nature gravitationnelle. La modélisation des supernovæ est un domaine en développement rapide, surtout depuis que ces événements jouent un rôle majeur en cosmologie. Les modèles sont capables d'expliquer qualitativement les spectres et les courbes de lumière observés. Ils n'ont cependant pas atteint une maturité suffisante pour reproduire quantitativement les données.

Il est rapidement apparu aux observateurs que les supernovæ de type Ia (SNe Ia) formaient une classe homogène : spectres et courbes de lumière sont très semblables d'un événement à l'autre. Plus intéressant encore, la dispersion de la luminosité au maximum des SNe Ia est faible, de l'ordre de 40 %. Cela est remarquable pour des phénomènes d'origine astrophysique, mais peut s'expliquer si ces objets correspondent à l'explosion de naines blanches d'un type bien défini, ayant atteint une masse seuil bien précise.

Or les familles d'objets ou d'événements de même luminosité ont toujours formidablement intéressé les astrophysiciens. De telles *chandelles standard* permettent en effet

Article proposé par :

Nicolas Regnault, nicolas.regnault@lpnhe.in2p3.fr

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes-Énergies, UMR 7585, UPMC/CNRS/Université Paris 7, Paris.



de mesurer des distances astronomiques, d'autant plus précisément que leur uniformité est bonne. Si la luminosité L des chandelles est connue, alors la mesure de leur flux apparent ϕ (c'est-à-dire, la quantité de lumière reçue, en photons par mètre carré et par seconde) donne immédiatement leur distance : $d_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi\phi}}$. Dans le cas contraire, il est toujours possible de déterminer la distance *relative* de chaque chandelle par rapport à celles de ses consœurs.

Les supernovæ de type Ia forment des chandelles standard d'autant plus précises que leur luminosité semble très bien corrélée à des propriétés facilement mesurables de leur courbe de lumière. Leur couleur, tout d'abord : les SNe Ia sont d'autant plus brillantes qu'elles sont bleues. Leur évolution temporelle ensuite : les SNe Ia les plus lumineuses sont également les objets qui présentent les variations de luminosité les plus lentes. Ces deux propriétés indiquent qu'il est possible de combiner ces observables pour fabriquer une distance de luminosité *standardisée*, significativement moins dispersée. En pratique, cette luminosité standardisée présente une dispersion de l'ordre de 15 %. Cela signifie qu'il est possible de mesurer des distances de luminosité relatives avec une précision de l'ordre de 7 % avec des SNe Ia.

Les SNe Ia sont donc des objets (1) extrêmement lumineux et ainsi détectables à des échelles cosmologiques (2) clairement identifiables spectroscopiquement et (3) de luminosité intrinsèque standardisable. Ces qualités réunies en font de très bons indicateurs de distance cosmologique, utilisables pour cartographier l'Univers proche et lointain. Dans la suite de cet article, nous rappellerons tout d'abord comment l'étude de quelques observables simples permet de mesurer directement des paramètres cosmologiques tels que les densités et équations d'état des constituants de l'Univers. Nous détaillerons ensuite les mesures réalisées à l'aide des SNe Ia.

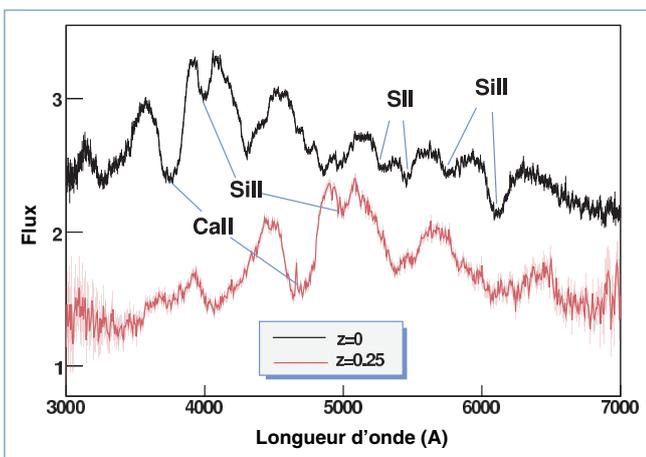


Figure 1 – Spectres de supernovæ de type Ia proche (haut) et intermédiaire (bas) observés avec le Very Large Telescope (VLT, Observatoire Européen Austral, Chili). L'effet de décalage vers le rouge de l'expansion cosmique est clairement apparent. Les principales raies d'absorption caractéristiques des SNe Ia ont été indiquées.

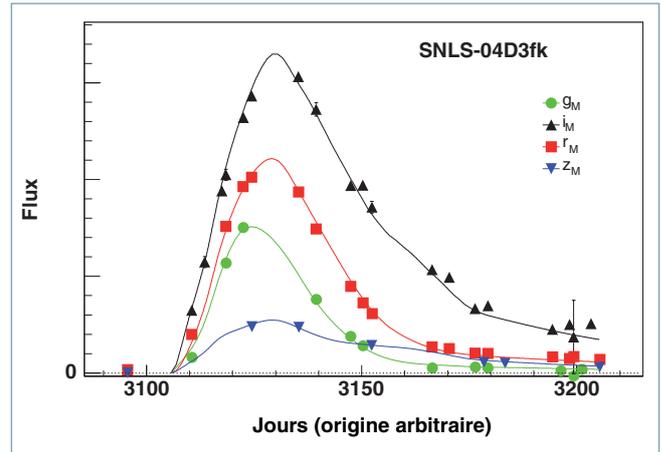


Figure 2 – Évolution temporelle de la luminosité d'une supernova proche ($z \sim 0,358$) observée dans quatre bandes spectrales par l'imageur MegaCam monté sur le télescope Canada-France-Hawaïi (CFHT). La luminosité d'une SN Ia atteint son maximum en deux semaines environ, avant de décroître en quelques mois.

Les tests cosmologiques classiques

Aux grandes échelles, la physique de l'Univers est gouvernée par la gravitation. Le langage de la cosmologie est donc tout naturellement celui de la théorie de la relativité générale d'Einstein formulée en 1915. Entre 1922 et 1935, Alexander Friedmann (1922), George Lemaître (1927), H. Robertson et A. Walker (1935) résolvent les équations d'Einstein pour un Univers homogène et isotrope. Un élément important du modèle de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker est que la métrique (la fonction reliant coordonnées et distances physiques) n'est pas statique, mais évolue avec le temps. Son évolution est décrite par un facteur d'échelle $a(t)$, dont les variations sont gouvernées par l'équation de Friedmann. À peu près au même moment en 1929 et 1931, Hubble met en évidence l'expansion cosmique, prédite par le modèle de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker. Cette découverte, une des grandes surprises du 20ème siècle, marque le début de la cosmologie observationnelle moderne.

L'équation de Friedmann a deux implications fondamentales. Tout d'abord, la géométrie de l'Univers est entièrement déterminée par sa densité d'énergie totale et sa vitesse d'expansion à un instant donné. En particulier, il existe une densité dite *critique*, aujourd'hui égale à :

$$\begin{aligned} \rho_c &= 0,92 \cdot 10^{-25} \text{ kg m}^{-3} \\ &\sim 1 \text{ galaxie Mpc}^{-3} \\ &\sim 5 \text{ protons m}^{-3} \\ &\sim 5,1 \text{ GeV m}^{-3} \end{aligned} \quad (1)$$

1. Le Mégaparsec (Mpc) utilisé dans l'équation ci-dessus est une unité de distance communément utilisée en cosmologie. $1 \text{ Mpc} \sim 3,26 \cdot 10^6$ années-lumière. C'est l'échelle typique des distances intergalactiques.

Encadré 1

Supernovæ gravitationnelles et supernovæ thermonucléaires

Supernovæ Gravitationnelles (Types Ib, Ic, II)

Le système à l'origine de l'explosion d'une supernova gravitationnelle est une étoile jeune et massive, qui a brûlé en quelques dizaines de millions d'années l'essentiel de son hydrogène, puis les éléments plus lourds synthétisés par les réactions de fusion, processus qui s'opposent à la gravitation et qui sont donc à l'origine du maintien de son équilibre hydrostatique. Lors de la dernière phase de sa vie, l'étoile fusionne du silicium pour produire du fer. Les fusions avec ce dernier élément étant endothermiques, la source de chaleur qui permettrait de résister à l'effondrement gravitationnel se tarit et le noyau de l'étoile se contracte alors jusqu'à n'être plus soutenu que par la pression quantique du gaz dégénéré d'électrons.

Cette pression provient du principe de Pauli, qui interdit aux électrons de même spin et de même impulsion d'occuper la même position. En conséquence, si tous les niveaux d'énergie sont occupés, comprimer le gaz d'électrons implique de leur fournir une énergie supplémentaire pour qu'ils peuplent des niveaux d'énergie supérieurs. Cela se traduit par une pression résistant à la compression.

Lorsque la masse du noyau, constamment alimenté en matériel généré par la combustion des couches externes de l'étoile, atteint une masse seuil, appelée masse de Chandrasekhar, la pression quantique ne suffit plus à soutenir la gravité. En particulier, au fur et à mesure que la densité du noyau croît, l'énergie des électrons augmente. Lorsque celle-ci dépasse la différence de masse entre protons et neutrons ($\sim 1,29$ MeV), les protons sont convertis en neutrons par la réaction β -inverse : $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ (la réaction inverse est très défavorisée, car tous les niveaux d'énergie accessibles aux électrons sont occupés jusqu'à des énergies très élevées). Le noyau est neutronisé en quelques secondes et s'effondre brutalement. Lorsqu'il atteint la densité de la matière nucléaire, sa compressibilité diminue brutalement, induisant un rebond des couches supérieures. La neutronisation du noyau induit une bouffée de neutrinos qui emporte la majeure partie de l'énergie de la supernova et souffle ses couches externes.

Supernovæ Thermonucléaires (Type Ia)

Le modèle standard du système stellaire à l'origine d'une supernova de type Ia est présenté *figure E1*. Il s'agit d'une naine blanche, stade final de l'évolution des étoiles de masse initiale faible. Cette naine blanche, composée principalement de carbone et d'oxygène,

n'entretient plus de réactions de fusion. Sa masse est inférieure à la masse de Chandrasekhar, et elle n'est soutenue que par la pression quantique du gaz dégénéré formé par ses électrons. Si un tel objet parvient à accréter de la matière, par exemple, en provenance d'une étoile compagne moins évoluée, sa masse peut alors dépasser la masse de Chandrasekhar. La fusion explosive du carbone et de l'oxygène se déclenche alors et produit notamment le silicium, caractéristique des SNe Ia. La chaîne de fusion s'arrête à un matériau lourd, possédant autant de protons que de neutrons : le nickel-56. La désintégration bêta de cet élément en cobalt-56, puis en fer-56 fournit l'énergie qui fait briller la supernova durant plusieurs mois. De nombreuses variations sur ce modèle ont été proposées : par exemple, une naine blanche peut exploser avant d'avoir atteint la masse de Chandrasekhar, sous l'effet de détonations dans son enveloppe d'hélium, déclenchant des ondes de choc capables d'initier la fusion explosive du carbone et de l'oxygène. Une autre variation très étudiée est le modèle dit « doublement dégénéré », faisant intervenir un système binaire constitué de deux naines blanches : un tel système perd de l'énergie par émission d'ondes gravitationnelles et fusionne de manière cataclysmique. Il n'est pas encore clair cependant qu'un tel événement donne nécessairement naissance à une SN Ia.

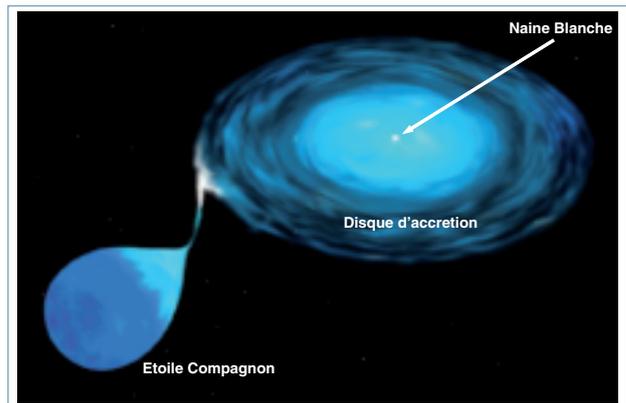


Figure E1 – Modèle standard du système donnant naissance à une supernova de type Ia. Il s'agit d'un système binaire, composé d'une naine blanche (en haut à droite) accréant de la matière en provenance d'un compagnon, généralement au stade de géante rouge (en bas à gauche).

pour laquelle l'Univers est euclidien, de courbure nulle. Si la densité totale de l'Univers excède ρ_c , l'Univers est fermé et fini². Il est ouvert (et infini) dans le cas contraire. Les densités ainsi que les paramètres des équations d'état des principaux fluides peuplant l'Univers sont appelés *paramètres cosmologiques*. Ils sont généralement exprimés en unités de la densité critique : $\Omega = \rho/\rho_c$. On considère, par exemple, la densité de matière non relativiste Ω_m , la densité de rayonnement Ω_r , ou encore la densité d'énergie noire Ω_X .

2. Du moins, la composante connexe dans laquelle nous vivons est finie.

Ces densités ne sont généralement pas constantes, mais évoluent avec l'expansion et cette évolution dépend de l'équation d'état du fluide, qui relie densité et pression : $p = w \times \rho$. Ainsi, la densité de matière ρ_m est une fonction simple du facteur d'échelle $a(t)$: $\rho_m \propto a(t)^{-3}$. Plus généralement, on montre que pour une espèce X : $\rho_X \propto a(t)^{-3(1+w)}$.

La seconde conséquence de l'équation de Friedmann est que l'évolution de la métrique est entièrement déterminée par les densités et équations d'état des principaux fluides composant l'Univers. Par conséquent, l'étude des variations



du facteur d'échelle $a(t)$ permet de mesurer, sinon tous ces paramètres, du moins une combinaison linéaire d'entre eux. Le problème consiste simplement à trouver des observables !

Une première observable est directement reliée au facteur d'échelle : le décalage spectral vers le rouge z , qui affecte la longueur d'onde des photons émis par les sources lointaines et détectés sur Terre :

$$z = \frac{\lambda_{\text{observateur}} - \lambda_{\text{source}}}{\lambda_{\text{source}}} \quad (1)$$

On montre en effet que les variations relatives du facteur d'échelle entre une date t et aujourd'hui ($t = 0$) peuvent s'exprimer comme :

$$\frac{a(t)}{a(0)} = \frac{1}{1 + z(t)} \quad (2)$$

Ainsi, la lumière d'une source située à un décalage spectral de 1 a été émise alors que les distances physiques entre les objets composant l'Univers étaient deux fois plus petites qu'aujourd'hui.

Le décalage spectral est principalement un effet de relativité générale : il est provoqué par les variations intégrées de la métrique au cours du temps. Notons cependant que pour les objets relativement proches (jusqu'à une centaine de Mégaparsecs), le décalage spectral peut être interprété en termes d'effet Doppler : $z \sim v_{\text{recession}}/c$. En développant $a(t)$ au premier ordre, on obtient la *loi de Hubble*, qui décrit l'expansion dans l'Univers proche :

$$v_{\text{recession}} = H_0 \times D \quad (3)$$

où D est la distance à l'objet et $H_0 = \frac{\dot{a}}{a|_{t=0}}$ est la constante de Hubble. Les mesures récentes de H_0 s'accordent sur une valeur proche de $70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Le décalage spectral d'un objet astrophysique peut être déterminé à partir d'un spectre. En effet, les raies spectrales des atomes sont aisément identifiables, et leur longueur d'onde est connue avec une très bonne précision. La mesure de z repose sur la comparaison des positions *observées* des raies d'émission ou d'absorption des éléments qui composent l'objet astrophysique étudié, avec les positions des mêmes raies, mesurées en laboratoire.

Maintenant que nous savons mesurer les variations du facteur d'échelle, il reste à mesurer t . Une seconde observable, liée au temps écoulé depuis l'émission du signal lumineux est, tout simplement, la distance à la source. Il existe plusieurs manières de mesurer des distances. Nous avons déjà évoqué la distance de luminosité. Alternativement, on peut déterminer la distance à un « mètre standard », c'est-à-dire un objet de diamètre connu D , en comparant ce diamètre à sa taille angulaire apparente θ sur le ciel. La distance angulaire $d_A = D/\theta$ est le rapport de ces deux quantités. Contrairement au cas d'un espace euclidien statique, dis-

tance angulaire et distance de luminosité ne coïncident pas, même dans un espace euclidien en expansion ! On montre que $d_L(z) = (1 + z)^2 \times d_A(z)$.

Les variations des distances de luminosité en fonction du décalage spectral z s'expriment assez simplement en fonction des paramètres cosmologiques (*figure 3*). Il est ainsi possible de mesurer ceux-ci, pour peu que l'on dispose d'une collection de chandelles standard (ou de mètres standard) bien observés, et couvrant une gamme suffisante de z . En effet, la mesure du décalage spectral et du flux apparent (ou de la taille apparente) de ces objets permet de les placer sur le diagramme de Hubble représenté *figure 3*, de déduire la loi $d_L(z)$ (resp. $d_A(z)$) et de contraindre ainsi les paramètres cosmologiques dont dépend cette loi.

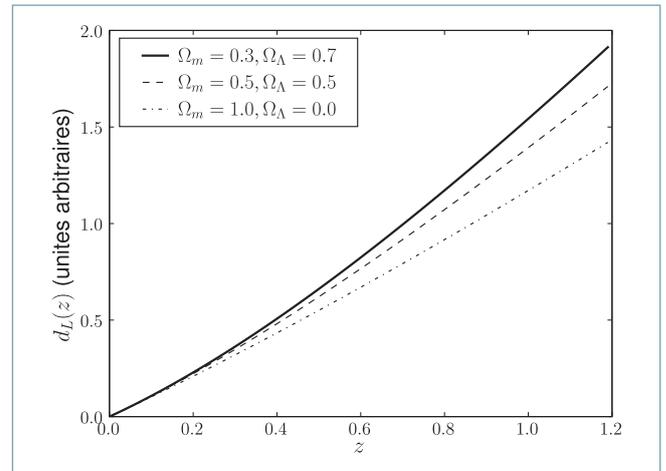


Figure 3 – Distance de luminosité en fonction du décalage spectral pour plusieurs valeurs des paramètres cosmologiques. Un tel diagramme est appelé diagramme de Hubble.

D'autres observables de type géométrique ont été proposées. Un autre test cosmologique consiste par exemple à étudier l'évolution d'un élément de volume en fonction du décalage spectral $\mathcal{V}(z)$. Si l'on dispose d'une population d'objets connus pour être uniformément répartis en volume, un tel test se réduit à une simple opération de comptage.

Ces tests cosmologiques dits « classiques » reposent sur la mesure de l'évolution d'une quantité géométrique en fonction du décalage spectral. D'une simplicité conceptuelle remarquable, ils ont été proposés dès les années 1930 et comptaient parmi les principales motivations scientifiques de la construction du grand télescope Hale de 200 pouces (5,1 mètres) à l'Observatoire du Mont Palomar. Ils sont en effet d'autant plus discriminants que l'on est capable de sonder l'Univers profond (*figure 3*). Au début des années 1990, cependant, force était de constater que les tests classiques n'avaient permis d'obtenir que des contraintes marginales sur les paramètres cosmologiques. La raison principale est qu'au-delà d'un décalage spectral de 0,5, les moyens observationnels disponibles alors ne permettaient guère d'observer que des galaxies. Les flux de ces objets astrophysiques complexes peuvent être standardisés, mais leur



dispersion résiduelle est bien trop importante pour permettre une mesure fiable. De même, la densité de galaxies dans un volume comobile³ fluctue bien trop à l'échelle des volumes qui pouvaient être couverts à l'époque, et par ailleurs, évolue considérablement avec l'âge de l'Univers, et donc avec le décalage spectral.

Depuis le début des années 1990 cependant, des progrès instrumentaux majeurs (mise en service du télescope spatial Hubble, construction des télescopes de 8-m et 10-m, banalisation des télescopes de 4-m, apparition des caméras à grand champ...) ont permis d'accéder à des sondes cosmologiques beaucoup plus précises, suscitant un regain d'intérêt pour les tests classiques. Les supernovæ de type Ia sont une composante essentielle de ce renouveau.

Supernovæ de type Ia et cosmologie

Les premières mesures des paramètres cosmologiques à l'aide de supernovæ de type Ia ont représenté un véritable tour de force. Près de dix ans d'observations ont été nécessaires à plusieurs groupes, pour collecter quelques dizaines d'événements dans la gamme de décalage spectral $0.05 < z < 0.7$. En 1998, à Paris, à l'occasion de la conférence TEXAS, deux équipes étaient en mesure de présenter leurs résultats. Leurs conclusions étaient pour le moins étonnantes : les supernovæ distantes apparaissaient environ 25 % moins lumineuses qu'attendu pour un univers critique, dont la densité serait dominée par la matière non relativiste – le modèle standard d'alors. Cela suggère que l'expansion de l'Univers est en accélération, sous l'effet d'un constituant inconnu, de « pression négative », assez rapidement baptisé « Énergie Noire ».

Une confirmation de ce résultat est rapidement venue des mesures indépendantes de la densité totale de l'Univers – à partir des observations du fond diffus cosmologique – et de la densité de matière non-relativiste (faite d'objets massifs de vitesse petite devant celle de la lumière) Ω_m – via l'étude des amas de galaxies. La combinaison de ces trois types de mesures fait apparaître une image cohérente de l'Univers, spatialement plat ($\Omega_{tot} = 1$), constitué à 25 % de matière non relativiste et à 75 % de cette mystérieuse « Énergie Noire ».

Caractériser l'énergie noire est devenu un des objectifs majeurs de la cosmologie contemporaine. Plusieurs explications ont été avancées quant à la nature de ce constituant mystérieux. Le modèle le plus connu est celui de la Constante Cosmologique : l'énergie noire serait une propriété intrinsèque du vide, avec une équation d'état $p = -\rho$ ($w = -1$). Historiquement, un tel modèle avait été proposé par Einstein afin d'obtenir un Univers statique, peu avant la découverte de Hubble. Ce modèle soulève de nom-

breuses questions de nature théorique. L'une d'entre elles est liée au fait que les contributions du vide quantique à la densité totale de l'Univers sont calculables et supérieures d'un facteur 10^{120} environ à ce qu'indiquent les observations cosmologiques. Autant il est possible d'imaginer une modification de la théorie – encore à trouver – qui permettrait d'annuler totalement cette contribution du vide quantique, autant il est difficile d'imaginer un moyen « naturel » qui permettrait de la compenser presque exactement, c'est-à-dire à 10^{-120} près. Ce problème est connu sous le nom de *fine tuning*.

Parmi les idées alternatives, les modèles dits de quintessence postulent l'existence d'un champ scalaire encore à découvrir, dont la densité d'énergie totale serait variable avec le temps. Ces modèles prédisent généralement un paramètre $w > -1$ et variable. Une autre famille de modèles sont ceux dit d'Énergie fantôme ($w < -1$), dont la caractéristique principale est une divergence de $a(t)$ en un temps fini, conduisant à la destruction de toutes les structures gravitationnellement liées.

D'autres explications reposent sur des modifications à grande échelle de la relativité générale, ou encore sur le fait que l'accélération n'est en fait qu'une mauvaise interprétation des mesures, due au fait que la relation entre distance de luminosité et décalage spectral n'est valable que pour un univers homogène, ce qui n'est le cas du nôtre qu'en moyenne. Le débat autour de cette dernière explication n'est pas clos.

L'approche expérimentale la plus directe pour caractériser la nature de l'énergie noire consiste à mesurer son équation d'état $p = w\rho$. La difficulté principale d'une telle mesure réside dans le fait que le signal est extrêmement ténu, ainsi qu'illustré *figure 4* : une variation de w de l'ordre de 10 % se traduit, pour une supernova à $z \sim 0,5$, par une différence de flux de l'ordre de 3 %, bien inférieure

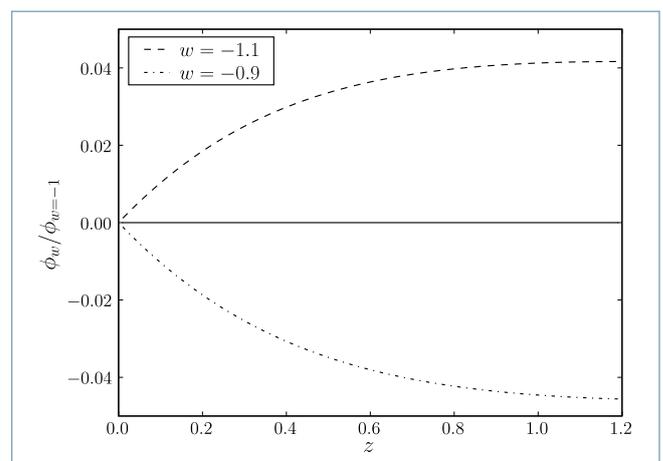


Figure 4 – Impact des variations de w sur le flux apparent des supernovæ, en fonction du décalage spectral. Les deux courbes en pointillés représentent de combien varie (en pourcent) le flux apparent des SNe Ia, si l'on fait varier w entre $-0,9$ et $-1,1$. On voit qu'obtenir une précision de l'ordre de 0,1 sur w nécessite de mesurer les flux des supernovæ à $z \sim 0,6$ avec une précision meilleure que 3 %.

3. C'est-à-dire, grandissant avec l'expansion cosmique.



à la dispersion intrinsèque des luminosités standardisées des SNe Ia (15 %). Mesurer w avec la précision de 10 % nécessaire pour discriminer entre les modèles d'énergie noire implique donc d'accumuler au moins une centaine de SNe Ia bien mesurées. En particulier, cela implique un contrôle de la calibration photométrique des instruments de l'ordre du pourcent, précision rarement atteinte en astronomie au sol.

À partir des années 2000, les projets de découverte et de suivi de supernovæ de type Ia ont bénéficié d'allocations de temps d'observation conséquentes. L'apparition d'imageurs grand champ, montés sur des télescopes de 4 mètres de diamètre, a permis d'obtenir la statistique requise, et d'améliorer substantiellement la qualité du suivi de chaque supernova.

Parmi ces collaborations le Supernova Legacy Survey (SNLS) et la phase II du Sloan Digital Sky Survey (SDSS-II) constituent les deux projets les plus ambitieux. Les deux expériences ont implémenté une stratégie de « recherche glissante » (voir *encadré 2*) permettant d'optimiser considérablement le temps d'observation, en utilisant les mêmes données pour la détection et le suivi. SNLS utilise pour la recherche et le suivi photométrique l'imageur grand champ MegaCam, monté sur le télescope Canada-France-Hawaïi de 3,6-m (CFHT). En cinq ans de prise de données, SNLS a découvert, identifié spectroscopiquement et suivi photométriquement près de 500 supernovæ de type Ia dans la gamme de décalage spectral $0,3 < z < 1$. La collaboration SDSS-II, utilisant un télescope plus petit mais capable de couvrir une surface de ciel beaucoup plus grande, a découvert un nombre identique de supernovæ à plus bas décalage spectral $0,1 < z < 0,4$. Ensemble les deux projets ont collecté de l'ordre de 1 000 supernovæ. En outre, la qualité des données a considérablement augmenté : chaque événement, identifié spectroscopiquement, bénéficie d'un échantillonnage temporel fin de sa courbe de lumière, avec une observation tous les quatre à cinq jours en moyenne, dans quatre bandes passantes.

De la détection aux paramètres cosmologiques

Il est difficile d'imaginer un principe de mesure conceptuellement plus simple que celui de la mesure des paramètres cosmologiques à l'aide de supernovæ de type Ia. En pratique cependant, la mesure est parsemée d'embûches et de difficultés techniques, qu'il n'est pas inutile de détailler. Commençons tout d'abord par les points qui ne posent plus de difficultés majeures.

La détection des supernovæ était le grand défi des années 1990. Le problème est considéré comme résolu (voir *encadré 2*), depuis que sont disponibles d'une part des imageurs CCD grand champ capables de couvrir de l'ordre de un degré carré en une seule pose, d'autre part, les moyens informatiques capables de traiter les téraoctets de données engendrés par ces instruments.

Identification spectroscopique

L'identification spectroscopique des SNe Ia et la mesure de leur décalage spectral ne sont plus des obstacles pour peu que l'on ait accès à des temps d'observation conséquents sur des télescopes de 8 mètres. Les SNe Ia à des distances cosmologiques sont des sources faibles : le flux apparent d'une supernova de type Ia située à $z \sim 1$ dans la région des pics d'absorption du calcium (370 nm dans le référentiel de la SN) et du silicium II (400 nm) est à peu près dix fois inférieur au flux émis par le ciel nocturne. Pour obtenir un rapport signal sur bruit suffisant pour l'identification, des temps de pose d'environ une heure avec des télescopes de 8 mètres de diamètre sont nécessaires.

Photométrie

La photométrie des supernovæ, autrement dit, la mesure de leur flux intégré dans les bandes passantes de l'imageur est également compliquée par le fait que le flux apparent des SNe Ia est faible. Ainsi, une supernova à $z \sim 1$ aura un flux apparent d'à peine quelques photons par mètre carré et par seconde. La principale difficulté réside dans le fait que ce qui est mesuré directement sur l'image, c'est la somme du flux de la supernova (notre signal) et du flux de la galaxie hôte à l'emplacement de la supernova. Ce dernier flux varie considérablement d'une supernova à l'autre, et surtout ne suit pas la même loi de décroissance en fonction de la distance. Il doit donc être soustrait, ce qui nécessite de disposer d'images dites de référence, prises avant l'apparition de la supernova, ou après sa disparition complète, généralement un an plus tard.

La mesure des distances

Nous abordons maintenant ce qui reste la principale difficulté de l'analyse : la mesure des distances de luminosité des supernovæ. En pratique, l'indicateur de distance de luminosité est le rapport de la luminosité de la supernova, intégré dans une certaine bande passante de référence, et du flux apparent de la supernova, dans la même bande passante. Or cette bande passante est définie *dans le référentiel de la supernova* et ne coïncide pas en général avec les bandes passantes utilisées par l'observateur, (*figure 5*) sauf à quelques décalages spectraux bien précis.

Il s'agit donc d'estimer, à partir des observations photométriques, quel était le flux émis par la supernova dans la bande de référence et dans son référentiel propre. Un tel jeu nécessite de disposer d'observations dans plusieurs bandes passantes, car la zone spectrale de référence de la supernova ne sera pas observée à la même longueur d'onde, suivant que la supernova sera proche ou lointaine. Surtout, il nécessite un modèle spectroscopique des SNe Ia, capable de prédire, à partir d'une courbe de lumière, le spectre de la supernova à chaque phase de son évolution, afin de pouvoir synthétiser le flux attendu dans la bande passante de référence. La modélisation physique des objets n'étant pas assez

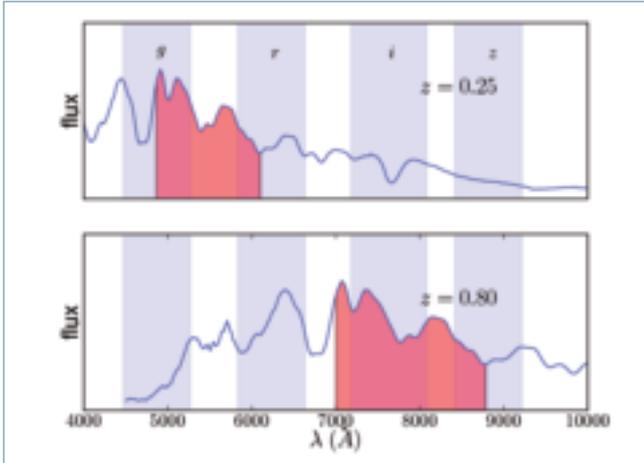


Figure 5 – Spectres de supernovæ proche (haut) et distante (bas). Les bandes verticales représentent les bandes passantes de l'instrument. Le signal mesuré par l'observateur est l'intégrale du spectre de la supernova dans ces bandes passantes. Le flux apparent de la SN, utilisé pour estimer sa distance, est défini comme l'intégrale du spectre dans une bande passante de référence. Cette zone de référence du spectre est observée à des longueurs d'onde plus ou moins grandes, en fonction du décalage spectral de la supernova, et généralement ne coïncide pas avec les bandes passantes utilisées par l'observateur. Un point important de l'analyse consiste donc à reconstruire le flux de la supernova dans la bande de référence, à partir des mesures de flux instrumentales.

avancée, on a recours à des modèles empiriques, ajustés à partir de données spectrales et photométriques. Un exemple est le modèle SALT, développé dans le cadre de la collaboration SNLS, et qui modélise l'évolution spectrale des supernovæ en fonction de leur phase, ainsi que la variabilité intrinsèque de ces objets. Cette variabilité est naturellement paramétrée par la couleur de la supernova et la vitesse d'évolution de sa luminosité.

Les observables photométriques issues de l'ajustement des courbes de lumière sont combinées en une seule luminosité standardisée, utilisée dans l'ajustement des paramètres cosmologiques. Les contraintes sur les paramètres cosmologiques sont exprimées sous forme de contours de confiance ainsi qu'illustré figures 6 et 7. Les contours présentés résument les contraintes obtenues par la collaboration SNLS à partir d'une année de données (71 supernovæ distantes, et 44 supernovæ proches). Les mesures de distance seules (contours verts) ne permettent pas de déterminer indépendamment Ω_m , Ω_Λ et w , mais elles doivent être combinées avec d'autres contraintes, comme par exemple celles issues de la position du « pic acoustique » des baryons, écho des fluctuations de densité du plasma primordial, visible dans la distribution spatiale des galaxies (contours bleus). Les données du SNLS combinées donnent $w = -1,023 \pm 0,090$, en accord avec un modèle de constante cosmologique. Le diagramme de Hubble, construit à partir des 71 supernovæ détectées et identifiées durant la première année du SNLS et de 44 SNe Ia proches, est présenté figure 8. Les échantillons finaux accumulés par

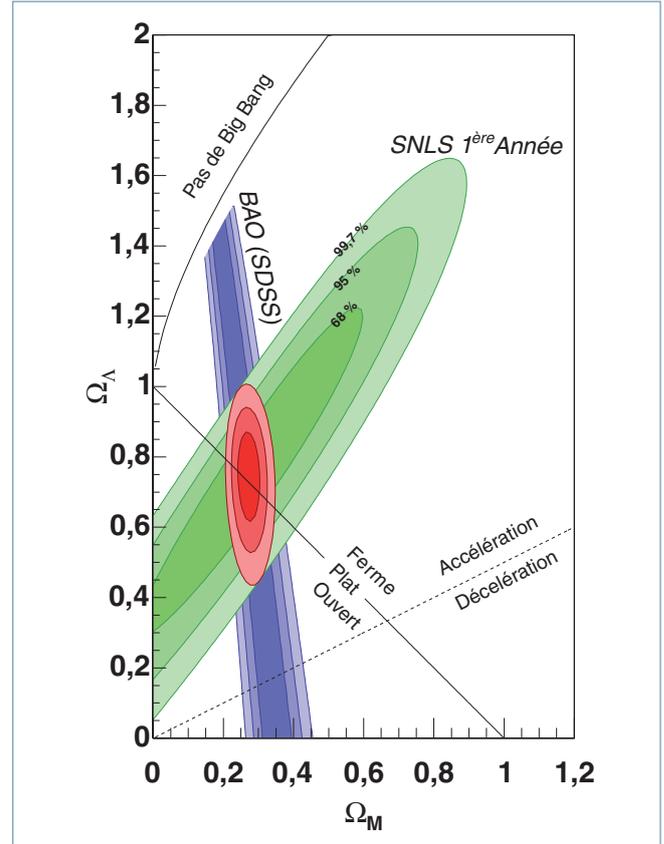


Figure 6 – Contraintes dans le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$, en supposant $w = -1$ (modèle de constante cosmologique, pour lequel la densité d'énergie noire Ω_Λ est généralement notée Ω_Λ). Ces contraintes ont été obtenues par la collaboration SNLS, à l'issue de la première année d'observation. Les supernovæ (contours verts) favorisent très clairement l'hypothèse d'un Univers en accélération. Pour obtenir des mesures indépendantes de Ω_m et Ω_Λ il faut combiner les contraintes issues des supernovæ avec une mesure indépendante, par exemple, de Ω_m .

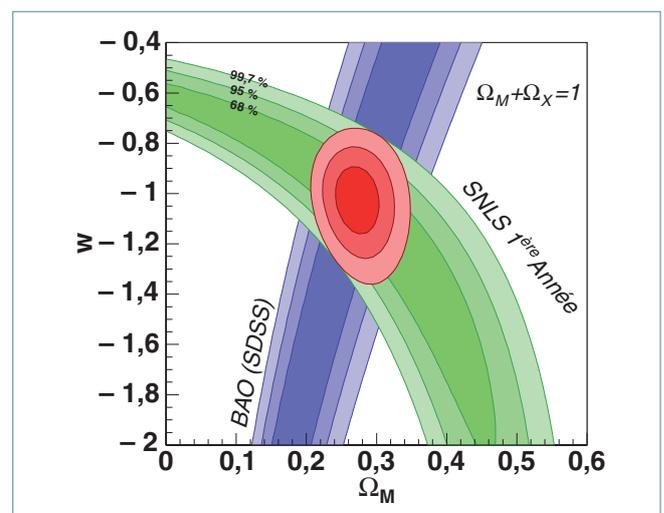


Figure 7 – Contraintes dans le plan $\Omega_m - w$, en supposant un univers plat, obtenues par la collaboration SNLS à l'issue de la première année d'observations. En combinant les contraintes obtenues avec les supernovæ (contours verts) avec une mesure indépendante de Ω_m , on obtient $w = -1,023 \pm 0,090$.

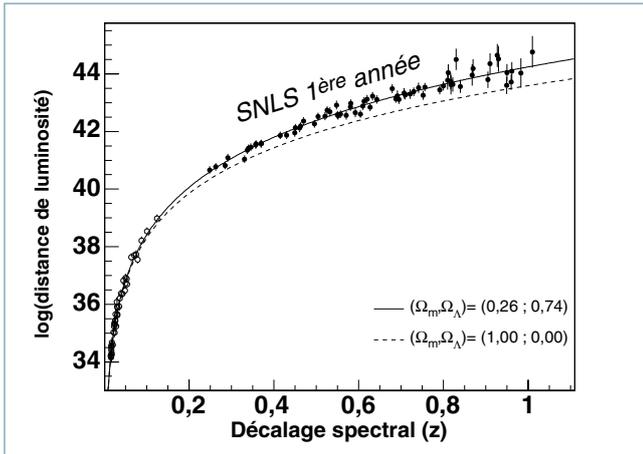


Figure 8 – Diagramme de Hubble obtenu par la collaboration SNLS à l'issue de la première année d'observation. La ligne en trait plein représente l'ajustement aux données de la loi $d_L(z)$, qui dépend des paramètres cosmologiques. Les supernovæ SNLS, situées dans la gamme de décalage spectral $0,2 < z < 1$, doivent être complétées par des supernovæ proches, découvertes par d'autres programmes d'observation.

les collaborations SNLS et SDSS-II permettront d'atteindre une précision de l'ordre de 0,05.

Incertitudes systématiques

L'accroissement rapide de la taille des lots de données fait que l'amélioration des mesures dépend désormais du niveau de contrôle des incertitudes systématiques. Il semble cependant assez clair que le niveau des systématiques identifiées peut être réduit significativement dans un futur proche.

À ce jour, la source dominante d'incertitude systématique est la précision de la calibration photométrique de l'imager. En effet, la mesure consiste essentiellement à comparer la distance de luminosité de supernovæ proches et lointaines. On l'a vu plus haut, la distance aux premières est mesurée, dans le référentiel de l'observateur, principalement grâce à la mesure de la luminosité dans les bandes bleues ($\lambda \sim 450$ nm). La distance aux secondes, grâce à la luminosité mesurée dans les bandes rouges ($\lambda \sim 900$ nm). Pour obtenir une précision sur w meilleure que 10 %, il est vital d'intercaler les bandes passantes de l'imager avec une précision de l'ordre du pourcent. Un tel niveau de précision est peu courant en astronomie au sol, et difficile à atteindre avec les techniques actuelles. Conscients de l'ampleur du défi, la plupart des projets modernes ont lancé d'ambitieux programmes de calibration photométrique, faisant souvent appel à une instrumentation dédiée.

Une seconde source d'incertitude, moins importante quantitativement, est liée aux imperfections de la modélisation des SNe Ia. Cette source est cependant appelée à être réduite au fur et à mesure que la taille des lots de données destinés à entraîner les modèles augmentera.

La dernière famille d'incertitudes systématiques regroupe tous les effets d'origine astrophysique. On peut notamment citer le contrôle des avant-plans, parmi lesquels l'effet de la poussière située dans la galaxie hôte de la supernova et dans notre Galaxie. L'effet des poussières est détectable car l'extinction dépend de la longueur d'onde de la lumière : les objets dont l'éclat est atténué apparaissent également rouges. Un autre type d'avant-plan est l'effet de lentille gravitationnelle dû aux galaxies situées sur la ligne de visée, qui amplifie la lumière de certaines supernovæ et désamplifie la lumière de la majorité d'entre elles. L'effet de lentille est quantifiable en analysant finement l'environnement de chaque supernova.

Un dernier effet systématique encore discuté est l'évolution des propriétés intrinsèques des SNe Ia au cours de l'histoire de l'Univers. En effet, durant les derniers milliards d'années, la composition chimique des galaxies a considérablement évolué, et il est tout à fait possible que les propriétés des SNe Ia aient changé, en moyenne. Une telle évolution devrait cependant être détectable, en comparant les spectres ou les courbes de lumière des supernovæ proches et lointaines. À titre d'exemple, la *figure 9* présente la distribution des couleurs de supernovæ proches et lointaines. À ce jour, aucune différence significative n'a été détectée entre les 2 lots d'objets.

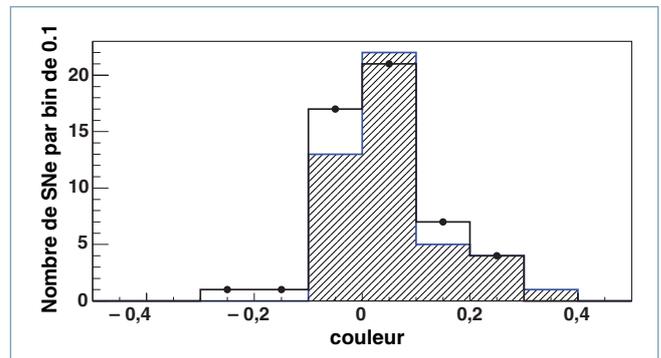


Figure 9 – Distribution des couleurs de supernovæ lointaines ($z \sim 0,65$, traits noirs), détectées par SNLS, et de supernovæ proches ($z \sim 0,05$, histogramme hachuré).

Conclusion

Dix ans après la mise en évidence de l'accélération de l'expansion cosmique, la situation a considérablement évolué : la mesure des paramètres cosmologiques avec les supernovæ a fait des progrès considérables. La taille des échantillons, combinée à la qualité des mesures, sans commune mesure avec ce que l'on pouvait obtenir il y a quelques années, ont permis d'obtenir une mesure de w avec une incertitude de l'ordre de 0,1, favorisant l'hypothèse de la constante cosmologique, qui prévoit $w = -1$. Une précision de l'ordre de 5 % sur w sera en principe atteinte en combinant les données de projets tels que SNLS et SDSS-II. Les mesures de variation de w avec le temps

Encadré 2

Détection des supernovæ de type Ia

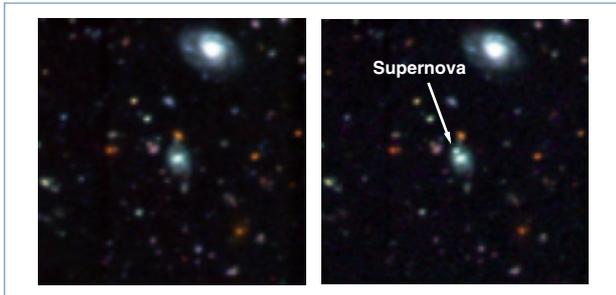


Figure E2 – SN Ia ($z \sim 0,31$) observée avec l'imageur MegaCam monté sur le télescope CFHT. Les images en couleurs ont été réalisées en combinant des observations MegaCam prises dans plusieurs bandes passantes. Les sources variables sont détectées en soustrayant une image dite de « référence » comme celle de gauche, à l'image de recherche.

Les supernovæ de type Ia sont des événements rares. Dans l'Univers proche ($z \sim 0,1$), il en explose en moyenne deux par galaxie et par millénaire. À un instant donné, une recherche de supernovæ proches à $z \sim 0,1$ ne pourra espérer détecter plus de 0,01 supernova par degré carré couvert. Détecter quelques dizaines de SNe Ia proches par an nécessite donc d'observer en permanence une surface de plusieurs centaines de degrés carrés. L'utilisation massive des SNe Ia en cosmologie n'a donc pu débuter que lorsque

sont apparus des imageurs dits « grand-champ », capables de couvrir au moins un degré carré de ciel par pose. Paradoxalement, les supernovæ lointaines sont un peu plus faciles à découvrir. Leur taux d'explosion est un peu plus élevé, mais surtout, le volume sondé pour une même surface de ciel couverte est beaucoup plus important. Un relevé jusqu'à $z \sim 1$ pourra découvrir un peu moins de quatre SNe Ia par degré carré de ciel couvert.

La détection des SNe Ia en quantité « industrielle » pour la cosmologie était le grand défi des années 1990. De nos jours, le problème peut être considéré comme résolu. La technique standard adoptée par les expériences modernes consiste à soustraire à une image de recherche une image dite « de référence » du même champ, prise quelques semaines auparavant. La différence entre les deux images contient toutes les sources dont le flux a varié entre les deux poses – étoiles variables, noyaux actifs de galaxies, satellites artificiels, avions, et parfois ... supernovæ. Il s'agit ensuite de trier parmi les détections, afin d'identifier les candidats SN Ia assez sérieux pour être identifiés spectroscopiquement. Depuis quelques années, d'importantes allocations de temps d'observation sur des télescopes de 4-m équipés d'imageurs grand champ (SNLS, ESSENCE, SDSS-II...) ont permis d'implémenter des recherches dites « glissantes », consistant à revenir à intervalles réguliers sur les mêmes zones du ciel. Cela rend la détection des supernovæ beaucoup plus robuste, et permet d'utiliser les mêmes observations pour la détection et le suivi photométrique.

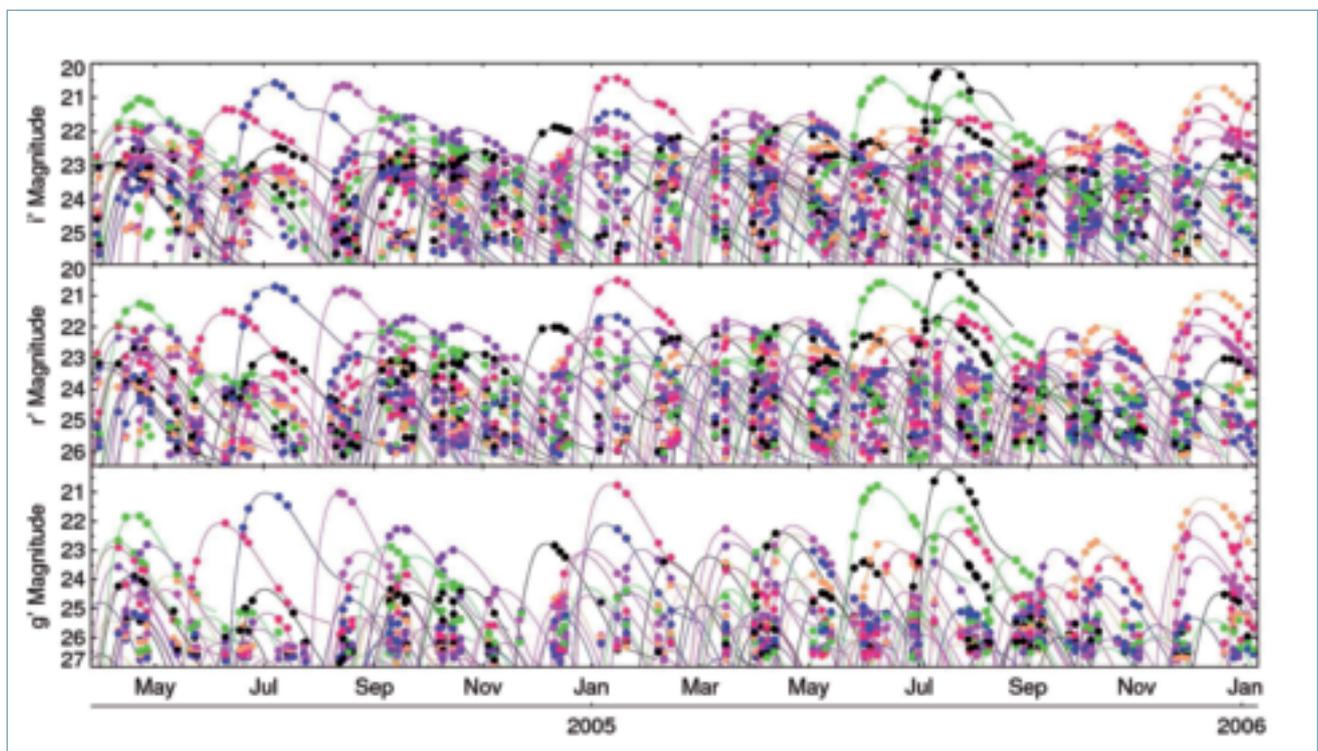


Figure E3 – Courbes de lumière de 150 supernovæ détectées et suivies par la collaboration SNLS entre 2005 et 2006, dans les bandes photométriques g , r et i ($\lambda \sim 490$ nm, 630 nm et 760 nm resp.). Chaque nouvelle observation réalisée avec MegaCam permet simultanément de découvrir de nouvelles supernovæ et de compléter le suivi des supernovæ déjà découvertes. La collaboration observe en permanence deux degrés carrés environ, soit une dizaine de supernovæ dans la gamme de décalage spectral $0,2 < z < 1$.



sont encore inaccessibles, même si quelques équipes commencent à s'y atteler à l'aide du Hubble Space Telescope.

Les hautes statistiques obtenues par les projets modernes ont considérablement changé la nature des mesures : avec plusieurs centaines de supernovæ dans le diagramme de Hubble, les expériences sont devenues extrêmement sensibles à une série d'incertitudes systématiques qui sont désormais dominantes. Parmi elles, la calibration photométrique des instruments de suivi représente probablement le défi le plus important : une précision dix fois meilleure, de l'ordre de un pour mille devra être atteinte par les expériences de prochaine génération, amenées à découvrir des milliers de supernovæ. Le second défi est la modélisation empirique des supernovæ de type Ia elles-mêmes, ainsi que des avants-plans affectant la mesure.

POUR EN SAVOIR PLUS

- Perlmutter S., « *Physics Today* », Avril 2003.
- Riess A. *et al.*, « *Astronomical Journal* », 116, 1998, 1009.
- Perlmutter S. *et al.*, « *Astrophysical Journal* », 517, 1999, 565.
- Knop R. *et al.*, « *Astrophysical Journal* », 598, 2003, 1002.
- Astier P. *et al.*, « *Astronomy & Astrophysics* », 447, 2006, 31.
- Guy J. *et al.*, « *Astronomy & Astrophysics* », 466, 2007, 11.

Ont également collaboré à ce travail :

Pierre Astier, Julien Guy, Reynald Pain, Christophe Balland, Delphine Hardin, Pierre Antilogus (LPNHE), ainsi que l'ensemble de la Collaboration SNLS (<http://snls.in2p3.fr>)