

Un univers extraordinaire

Nathalie Palanque-Delabrouille
CEA-Saclay

Festival d'Astronomie de Fleurance
Août 2006

En 1998, les observations concernant les explosions spectaculaires d'étoiles compactes ont révolutionné la cosmologie : défiant les lois de la gravité, l'expansion de l'Univers semble s'accélérer. Contrairement à toute attente, l'Univers paraît donc dominé par une nouvelle forme d'énergie nommée « énergie noire ». Nous verrons comment on arrive à cette étonnante conclusion et comment cette accélération se traduit au niveau des équations d'Einstein.

Ce cours s'articule en quatre parties. La première partie est une introduction aux grandes lignes du modèle cosmologique. Les mesures qui ont conduit à la découverte de l'expansion de notre Univers seront présentées, suivies des notions de taux d'expansion et de facteur de décélération. La deuxième partie aborde les expériences dédiées aux mesures de supernovae lointaines. Nous verrons tout d'abord ce que sont les supernovae (de type Ia), comment elles sont détectées et pourquoi les résultats expérimentaux ont mené à la découverte inattendue de l'accélération de l'expansion de l'Univers. Nous verrons alors, dans le cadre des équations de Friedman, les conclusions sur la géométrie de notre Univers et sur sa composition qui peuvent être tirées de ces expériences. La troisième partie présente deux autres axes de recherche qui permettent, conjointement aux mesures de supernovae, de quantifier précisément les contributions de la matière et de l'énergie noire à la densité totale de notre Univers. Enfin, dans la dernière partie, quelques considérations d'actualité sur la problématique de l'énergie noire seront abordées, ainsi que les solutions que la physique théorique tente d'y apporter.

1 Petite introduction à la cosmologie et à la théorie du Big Bang

Quelques hypothèses simples constituent la base de la cosmologie dans le cadre du modèle du Big Bang :

- Notre Univers est homogène (ne comporte pas de position privilégiée) et isotrope (ne comporte pas de direction privilégiée).

- Il est constitué de matière (visible ou noire), de rayonnement (dont la majeure partie est sous la forme du « rayonnement fossile » à la température de 3 degrés Kelvin), et potentiellement (rien ne l'exclut a priori) d'énergie noire (une forme présentant une pression négative).
- Notre univers est en expansion.

Ce dernier point fait suite aux mesures de la vitesse de récession des galaxies par Edwin Hubble en 1929. Comme le montre le diagramme de la figure 1, les galaxies semblent s'éloigner de nous d'autant plus vite qu'elles sont distantes.

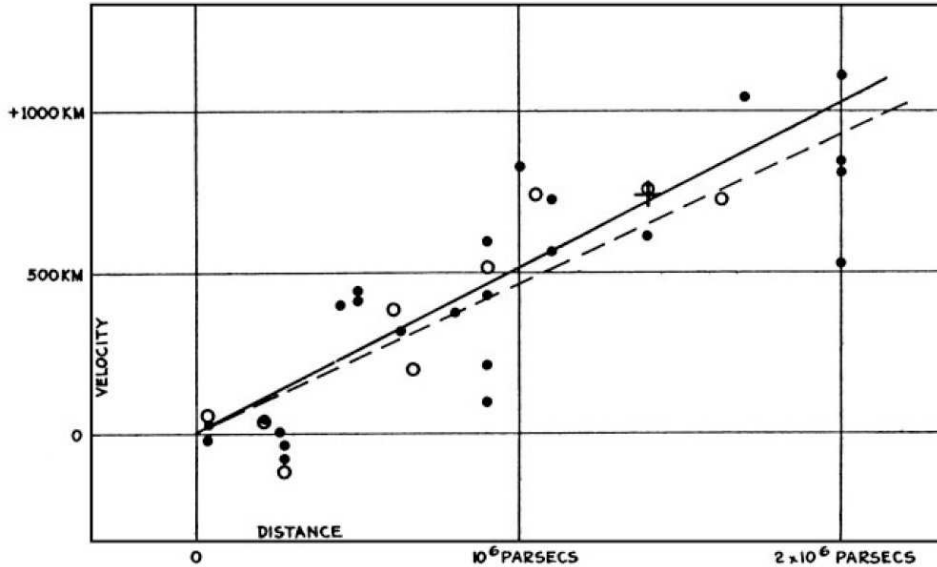


Fig. 1: Diagramme original de Hubble (1929) montrant clairement la proportionnalité entre vitesse de récession et distance, donnant lieu à la fameuse « loi de Hubble ».

Hubble tira de ces données la loi $v = Hd$ où v est la vitesse des galaxies, d leur distance et H la constante de Hubble. Cette relation est interprétée comme traduisant l'expansion de l'Univers, tout comme des points dessinés à la surface d'un ballon s'éloigneraient tous les uns des autres au fur et à mesure que l'on gonfle le ballon. Toutefois, la constante de proportionnalité déterminée alors est de 500 km/s/Mpc, bien supérieure à la valeur utilisée de nos jours (72 km/s/Mpc).¹ Deux raisons principales expliquent ce désaccord. D'une part les mesures de distances étaient encore fort incertaines ; d'autre part, limitées à notre voisinage immédiat, les premières mesures sont fortement affectées par le mouvement d'ensemble des galaxies vers le cœur de notre amas local de galaxies, appelé amas de Virgo. Il est en effet indispensable, pour effectuer correctement de telles mesures, d'utiliser des objets suffisamment distants pour que leur mouvement propre n'ait qu'une contribution négligeable à leur vitesse de récession.

Aujourd'hui, pour explorer l'expansion de l'Univers, la sonde utilisée est une classe de supernovae appelées supernovae de type Ia, de luminosité L connue et dont le flux Φ perçu permet donc de calculer leur distance d'après la relation $\Phi = L/(4\pi d^2)$. En pratique, la mesure du flux est traduite en la magnitude apparente m de l'objet, définie par $m = \text{cste} - 2,5 \log(\Phi)$. La vitesse de récession est, elle, déterminée par la mesure

¹ 1 Mpc (1 Megaparsec) = $3 \cdot 10^{19}$ km soit environ la distance à la galaxie d'Andromède.

du décalage de la longueur d'onde de certaines raies caractéristiques, en émission ou en absorption. L'expansion de l'Univers engendre en effet le même décalage spectral que celui attendu par effet Doppler pour un objet s'éloignant de l'observateur. Le décalage spectral z (redshift en anglais) est donné par

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_0}$$

où λ_e est la longueur d'onde à l'émission (dans le référentiel au repos) de la raie considérée et λ_0 est la longueur d'onde mesurée par l'observateur.² Tant que la vitesse de récession v reste faible devant la vitesse de la lumière, le décalage spectral est lié à v par $z = v/c$. Avec ces nouvelles notations, la loi de Hubble se traduit par³

$$\begin{aligned} m_B &= M_B + 25 - 2,5 \log(\Phi) \\ &= M_B + 25 + 5 \log(d) \\ &= M_B + 25 + 5 \log(z) + 5 \log(c/H) \end{aligned}$$

où $M_B = -19,3$ est la magnitude absolue des supernovae.⁴ Des données portant sur un échantillon de 44 supernovae proches ($d < 500$ pc), donc pour lesquelles il est effectivement possible de considérer que H est constant dans le temps, confirme la loi de Hubble énoncée ci-dessus, comme illustré sur la figure 2. La relation entre la magnitude m et $5 \log(z)$ est bien une droite de pente 1, et l'ordonnée à l'origine donne bien une constante de Hubble de l'ordre de 70 km/s/Mpc.

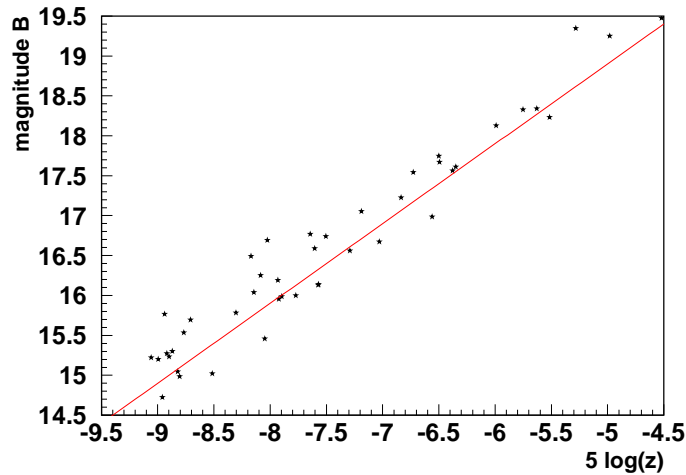


Fig. 2: Diagramme de Hubble à partir d'un lot de 44 supernovae proches.

²De façon générale, l'indice 0 représente la valeur prise aujourd'hui d'un paramètre qui varie avec le temps.

³Les magnitudes sont données dans le filtre B , soit à une longueur d'onde moyenne de 430 nm.

⁴La magnitude absolue est la magnitude que l'on mesurerait si la supernovae se produisait à une distance de 10 pc, d'où le « 25 » dans la relation précédente, traduisant le changement d'unités entre la magnitude absolue et la distance d exprimée, elle, en Mpc. On a en effet $5 \log(1 \text{ Mpc}/10 \text{ pc}) = 5 \log(10^5) = 25$.

La constante de Hubble H introduite ci-dessus représente le taux d'expansion de l'Univers, soit

$$H = \frac{1}{a} \frac{da}{dt}$$

où $a(t)$, appelé facteur d'échelle, est proportionnel à la taille de l'Univers. Le facteur d'échelle permet également de calculer la distance physique d à un instant donné entre 2 objets en fonction de leur séparation χ dans un référentiel spatial dit «comobile», lié à l'univers en expansion, par la relation $d = a\chi$. Pour illustrer ces deux notions de distance, considérons deux galaxies qui ne seraient animées d'aucun mouvement. Leur séparation (comobile) χ serait donc constante dans le temps, alors que leur distance physique d augmenterait en proportion avec l'augmentation de la taille de l'univers, soit dans un rapport $a(t_1)/a(t_2)$ où t_1 et t_2 sont les deux instants considérés. Le décalage spectral z lui-même s'exprime en fonction du facteur d'échelle, avec $z = a_0/a - 1$, où a_0 est proportionnel à la taille actuelle de l'Univers.

Jusqu'ici, nous avons considéré un taux d'expansion constant. Comment pourrions-nous vérifier cette hypothèse? Quelles seraient les conséquences d'un taux d'expansion légèrement variable? Pour illustration, imaginons 2 supernovae qui se produiraient à la même distance d , l'une dans un univers en expansion à taux constant, l'autre dans un univers avec un taux d'expansion ralenti. Étant à la même distance, elles auraient nécessairement le même flux, donc la même magnitude. L'univers à expansion ralentie aurait par le passé connu un taux d'expansion plus élevé qu'aujourd'hui, donc la supernova qui s'y produirait serait affectée d'une vitesse de récession plus importante et paraîtrait donc avoir un décalage spectral plus grand que la supernova explosant dans un univers à taux constant. Une variation du taux d'expansion est donc décelable sur un diagramme de Hubble, à condition d'utiliser des supernovae suffisamment lointaines pour sonder plus loin dans le passé, rendant l'effet plus important (et donc plus facilement mesurable). La figure 3 illustre l'effet attendu, sur un diagramme de Hubble, de la variation du taux d'expansion.

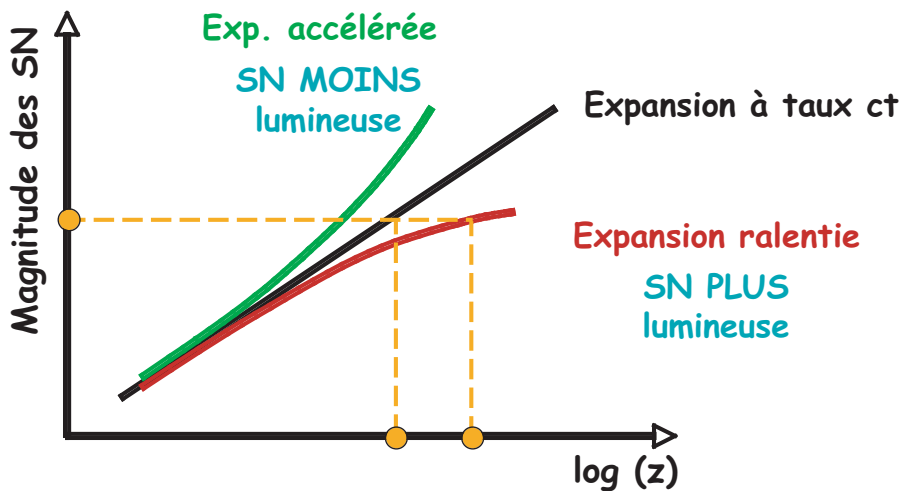


Fig. 3: Pour 2 supernovae à la même distance d , le décalage spectral z mesuré est plus grand si l'expansion de l'univers subit un ralentissement.

Dès lors qu'une variation du taux d'expansion de l'Univers est envisageable, il est possible de définir un facteur de décélération (a priori non nul) q_0 :

$$q_0 = -\frac{1}{H_0^2} \frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dt^2} .$$

Intuitivement, la gravitation étant la seule force agissant à grande distance, la matière composant notre Univers devrait tendre à ralentir son expansion. Ceci explique la définition du facteur q_0 , qui est positif pour un univers dont l'expansion est ralentie.

Terminons cet aperçu cosmologique par la relation entre la géométrie et la composition de l'Univers, c'est-à-dire entre sa courbure et sa densité. L'équation de Friedman (issue des équations d'Einstein) stipule en effet la relation

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \sum \rho_i - \frac{k}{a^2}$$

où les densités ρ_i correspondent aux différents constituants (matière, rayonnement, énergie noire) de notre Univers et k vaut -1, 0 ou 1 en fonction de sa forme, respectivement ouvert (comme un hyperboloïde c'est-à-dire une selle de cheval), plat (un plan) ou fermé (une sphère). Cette relation met clairement en évidence le fait que la géométrie de l'Univers (par l'intermédiaire de k) est fonction de sa composition (les ρ_i). Divisant cette équation de part et d'autre par H^2 on obtient

$$1 = \frac{8\pi G}{3H^2 c^2} \sum \rho_i - \frac{k}{a^2 H^2}$$

que l'on peut écrire sous la forme

$$1 = \sum \Omega_i + \Omega_k$$

où les Ω_i sont définis comme $\Omega_i = \rho_i / \rho_c$ avec $\rho_c = \frac{3H^2 c^2}{8\pi G}$ la densité critique de l'Univers, c'est-à-dire la densité d'un univers plat (pour lequel $\Omega_k = k / (a^2 H^2) = 0$). Cette densité critique est d'environ 5 protons par mètre cube.⁵

D'après cette relation fondamentale, deux voies indépendantes permettent d'aboutir à la même connaissance sur notre Univers dans son ensemble : mesurer les contributions de chaque composante à la densité totale de notre Univers, ou mesurer sa géométrie. C'est en pratique un mélange des deux méthodes qui sera utilisé.

Les supernovae lointaines donnent accès à une mesure du taux d'expansion de l'Univers et de son évolution éventuelle avec le temps. Nous verrons dans la deuxième partie de ce cours comment cette mesure donne une indication de la contribution relative de la matière et de l'énergie noire à la densité totale de notre Univers et quelles conclusions peuvent déjà être tirées de ce premier résultat.

Pour poursuivre notre étude et quantifier indépendamment les contributions de chaque composante, d'autres sondes devront néanmoins être utilisées. Elles feront l'objet de la troisième partie du cours.

⁵La densité critique est apparemment très faible par rapport à la densité de la matière ordinaire. La terre par exemple a une densité de 2400 kg/m³ soit environ 10⁵⁴ protons par mètre cube. Cependant, compte tenu des immenses vides qui séparent les galaxies, la densité moyenne de l'Univers est très proche de la densité critique.

2 Les supernovae de type Ia

Toutes les étoiles légères (comme notre soleil) terminent leur vie sous forme d'un astre compact dégénéré appelé naine blanche. Si l'étoile se trouve dans un système binaire, comme la majorité des étoiles, elle peut toutefois continuer à évoluer en accrétant de la matière en provenance de son compagnon stellaire. Lorsque la naine blanche atteint une masse de 1 fois 1/2 la masse du soleil, limite appelée masse de Chandrasekhar, la pression de dégénérescence des électrons de la naine blanche n'est plus suffisante pour compenser l'attraction gravitationnelle et l'ensemble de l'astre explose, donnant ainsi naissance à une supernova de type Ia. Les conditions toujours identiques à l'origine de cette explosion en font de véritables chandelles standard, fort utiles pour la cosmologie. Connaissant la luminosité intrinsèque L d'une telle supernova, il suffit en effet de mesurer le flux reçu pour déterminer la distance de l'explosion. De plus, l'intensité lumineuse de ces supernovae est de l'ordre de 10 milliards de fois la luminosité solaire, soit environ la luminosité d'une galaxie entière, les rendant visibles à de très grandes distances.

Expérimentalement, il s'agit d'une part de construire l'ensemble de la courbe de lumière (flux en fonction du temps) d'une supernova afin de déterminer le flux au maximum de luminosité, nous donnant l'ordonnée du diagramme de Hubble; d'autre part, la mesure du spectre de la supernova permet d'en déterminer le décalage spectral, soit l'abscisse du diagramme de Hubble. En 1998, les résultats des expériences consacrées aux recherches de supernovae ont conduit à la figure 4.

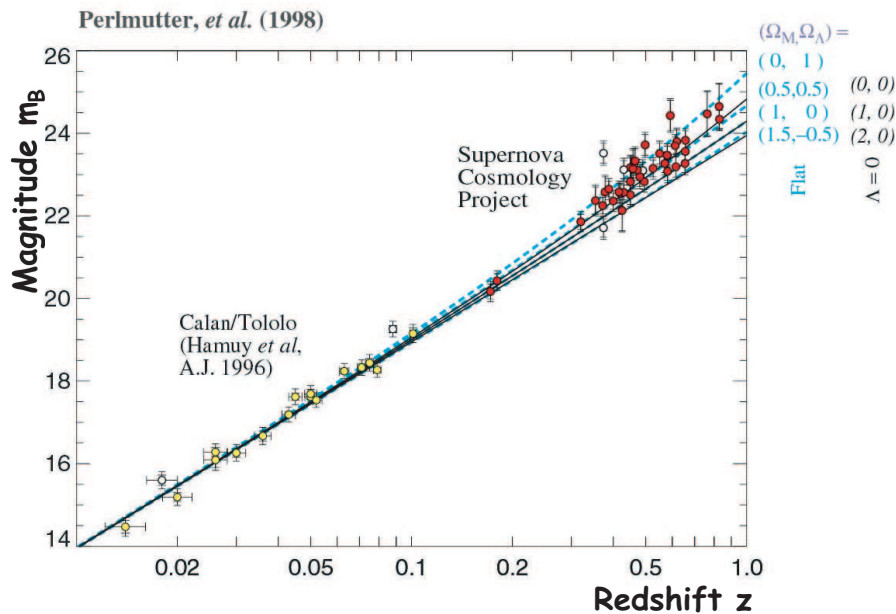


Fig. 4: Diagramme de Hubble obtenu en 1998 par l'une des premières expériences consacrées aux observations de supernovae lointaines, le Supernova Cosmology Project.

Les supernovae sont moins lumineuses que prévues! En effet, quelle que soit la valeur de Ω_M , elles sont au dessus de la droite pour $\Omega_\Lambda = 0$. Comme on l'a vu précédemment, ceci impose une expansion accélérée, alors que seule une expansion décélérée était conforme à l'intuition! Tout se passe comme si à grande distance existait une forme de gravité répulsive.

De la figure 4, on peut extraire la valeur la plus probable du facteur de décélération ($q_0 \sim -0,55$). Comme démontré dans l'annexe A, cette mesure du paramètre de décélération se traduit par une contrainte sur les valeurs possibles des paramètres Ω_M et Ω_Λ , puisque l'on a la relation $q_0 = \Omega_M/2 - \Omega_\Lambda$. Ainsi, les observations de supernovae lointaines démontrent sans aucune ambiguïté la nécessité d'une densité d'énergie noire non seulement non nulle, mais même plus importante que la densité de matière.

Toutefois, avec les seules mesures portant sur les supernovae de type Ia, il n'est pas possible de déterminer précisément chacun des paramètres indépendamment. Les résultats les plus récents obtenus par le projet SNLS (Supernova Legacy Survey) sont résumés dans la figure 5 sous forme de contours à l'intérieur desquels se trouvent les valeurs les plus probables des paramètres Ω_M et Ω_Λ .

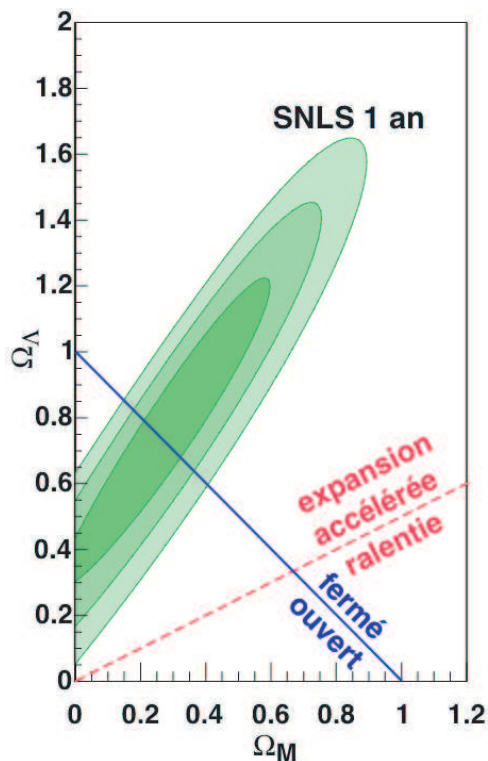


Fig. 5: Contours de probabilité sur les paramètres Ω_M et Ω_Λ obtenus par l'expérience SNLS.

3 Autres pistes

D'autres pistes vont permettre de mieux connaître les propriétés de notre Univers, parmi lesquelles deux sont particulièrement intéressantes et présentées ci-après. Il s'agit d'une part des mesures sur les fluctuations de température du rayonnement fossile, d'autre part des fluctuations de la distribution des galaxies dans l'Univers. Ces deux axes de recherche permettent chacun de définir de nouveaux contours dans le plan $(\Omega_\Lambda, \Omega_M)$, dont l'intersection avec ceux obtenus à partir des supernovae offre une détermination précise de la composition de notre Univers.

3.1 Le rayonnement fossile

Le rayonnement fossile est un rayonnement à la température de 2,7 degrés Kelvin qui remplit de façon extrêmement homogène l'ensemble de l'Univers. Il a été émis (ou plus précisément « libéré ») 380.000 ans après le Big Bang, lorsque la température de l'Univers eut suffisamment diminué pour permettre aux photons de se propager librement.⁶

A l'échelle de la dizaine de micro-Kelvin, quelques fluctuations apparaissent néanmoins. Ces fluctuations sont absolument cruciales dans la mesure où elles sont très probablement à l'origine des structures que l'on peut aujourd'hui observer dans l'univers : galaxies et amas de galaxies. Leur étude statistique apporte des précisions fondamentales à notre connaissance de l'Univers. En effet, parce que tout phénomène physique ne peut se produire qu'à la portée maximale d'un photon (qui se propage à la vitesse de la lumière) compte tenu de l'âge de l'Univers à un instant donné, la taille angulaire caractéristique de ces fluctuations est directement liée à l'horizon optique de l'Univers à l'époque où le rayonnement fossile a été émis, la taille de cet horizon étant donné par le produit vitesse de la lumière fois âge de l'Univers (en coordonnées comobiles, définies dans la partie I). Cet Univers de 380.000 années-lumière nous apparaît aujourd'hui sous un angle qui dépend de la géométrie de l'Univers, comme illustré sur la figure 6.

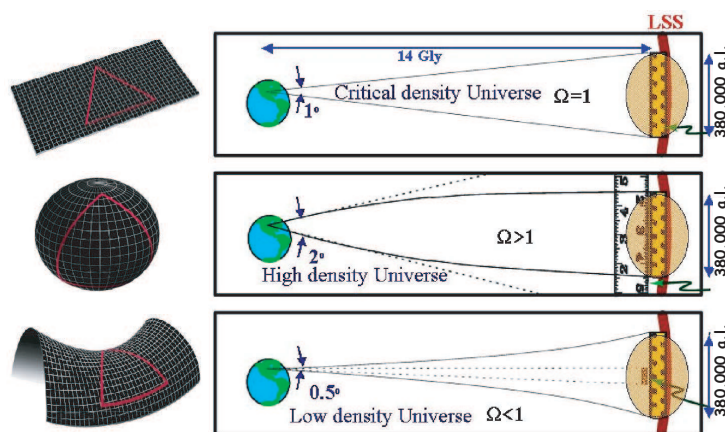


Fig. 6: L'angle sous lequel est vu aujourd'hui l'Univers alors qu'il était âgé de 380.000 ans dépend de la géométrie de l'Univers, et donc de sa composition puisque $\Omega_T + \Omega_k = 1$. Illustration pour un univers plat (en haut), fermé (au milieu) et ouvert (en bas). Une même taille physique apparaît sous un angle d'autant plus faible que la densité totale est faible.

La taille caractéristiques des fluctuations de température du rayonnement fossile est très proche de 1 degré (les données les plus récentes sont obtenues avec le satellite WMAP), indiquant que nous vivons dans un Univers très proche de la platitude ($\Omega_k \sim 0$), donnant la contrainte suivante sur les paramètres de densité :

$$\Omega_T \sim \Omega_M + \Omega_\Lambda \sim 1$$

⁶Dans ses premiers 380.000 ans, l'Univers est un plasma ionisé, et les photons interagissent sans cesse avec le plasma de protons et d'électrons libres. Ce n'est qu'après cette date, lorsque la température passe en dessous de environ 3000 degrés Kelvin (soit une énergie des photons légèrement inférieure à 0,3 eV), que les protons et les électrons se combinent pour former de l'hydrogène, rendant l'Univers électriquement neutre et laissant alors les photons libres de se propager. L'expansion ultérieure de l'Univers d'un facteur de l'ordre de 1000 diminue ensuite du même facteur l'énergie des photons, donnant aujourd'hui à ce rayonnement fossile la température de 2,7 degrés Kelvin.

3.2 Les fluctuations de la matière

Les petites fluctuations de température dont nous venons de parler correspondent à de petites fluctuations de densité du plasma primordial (dans lequel la lumière est prisonnière du mélange ionisé d'électrons et de protons), qui oscillent sous l'effet opposé de la pression du rayonnement (qui tend à les dilater) et de l'attraction gravitationnelle (qui tend à les comprimer). L'Univers crée ainsi des ondes de son, ou ondes de pression. La fin brutale de l'existence de ce plasma, alors que l'Univers est âgé de 380.000 ans, impose une fréquence de résonance liée à la taille de l'horizon «sonore», cette fois-ci (par contraste avec l'horizon «optique» des fluctuations du rayonnement fossile).

Considérons une région de surdensité qui émet des ondes sonores. Sous l'effet de sa pression, le gaz de photons et d'électrons se propage sous forme d'une onde sphérique durant les premiers 380.000 ans de l'Univers, pour s'arrêter brutalement lorsque l'Univers cesse d'être sous forme de plasma. En raison de l'expansion ultérieure de l'Univers depuis cette époque, le rayon atteint par l'expansion de l'onde sphérique est aujourd'hui de 500 millions d'années-lumière. De son côté, l'essentiel de la matière (existant sous forme de matière noire n'interagissant quasiment pas avec le rayonnement) est restée immobile, au centre de la surdensité initiale. Ainsi, au bout de 380.000 ans, chaque région de surdensité initiale est remplacée par un pic de densité (dû à la matière noire) entouré par une petite sphère de surdensité (due au gaz), comme illustré sur la figure 7.

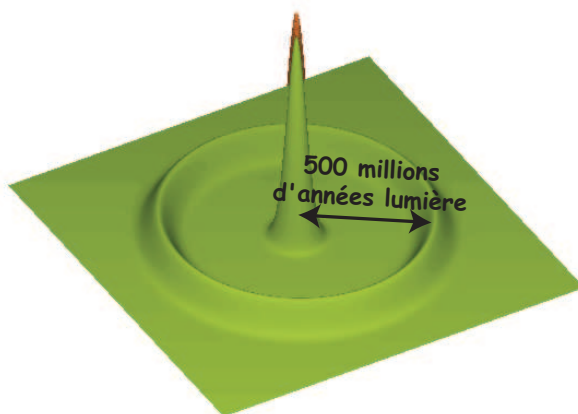


Fig. 7: Petite sphère de surdensité due au gaz entraîné par les photons entourant, à une distance aujourd'hui de 500 millions d'années-lumière, la surdensité résiduelle due à la matière noire, placée au même endroit que la fluctuation initiale.

Lors de l'évolution tardive de l'Univers, ces fluctuations s'effondrent sous leur propre gravité, donnant naissance aux galaxies que l'on observe aujourd'hui. Bien sûr, l'Univers est initialement composé de nombreuses fluctuations de densité, dont les ondes sphériques se superposent. L'effet est donc nettement moins visible que celui décrit ci-dessus. Toutefois, statistiquement, les galaxies ont une plus grande probabilité d'être séparées de 500 millions d'années lumière que de 400 millions ou de 600 millions, par exemple. C'est ce qui a été confirmé expérimentalement pour la première fois en 2005 par l'analyse des données du Sloan Digital Sky Survey.

La grandeur mesurée est ici la distance de propagation de l'onde sphérique, qui (en coordonnées comobiles, voir partie I) est simplement le produit de la vitesse du son (57% de la vitesse de la lumière) multipliée par le temps de propagation c'est-à-dire l'âge de

l'Univers à la fin de sa propagation (environ 380.000 ans). Cet âge est de l'ordre de l'inverse de la constante de Hubble H de l'époque, qui elle-même, d'après les équations de la première partie, est proportionnelle à la racine carrée de la densité totale de l'Univers. Pendant la majeure partie de son histoire (et c'est le cas à la fin de l'ère du plasma primordial), l'Univers est dominé par la matière dont la contribution à H est largement supérieure aux autres. Ainsi, le paramètre principal auquel ces mesures sont sensibles est Ω_M . Les fluctuations de la distribution des galaxies indiquent que $\Omega_M \sim 0,3$. Aucune contrainte, par contre, ne peut être tirée sur la densité d'énergie noire par exemple.

3.3 Bilan

Ces trois expériences peuvent être combinées pour déterminer de façon bien plus précise que n'importe laquelle d'entre elles prises indépendamment les paramètres décrivant la composition et la géométrie de notre Univers, comme le montre clairement le graphique de la figure 8.

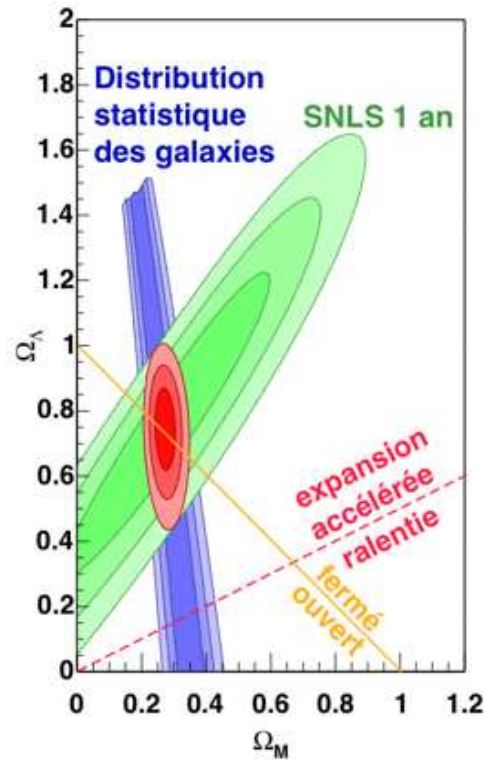


Fig. 8: Contours de probabilité des paramètres Ω_M et Ω_Λ à partir des observations de supernovae lointaines (expérience SNLS) ou de la distribution statistique des galaxies. Les mesures des fluctuations de température du rayonnement fossile indiquent un Univers plat, c'est-à-dire des paramètres Ω_M et Ω_Λ sur la ligne séparant les univers ouverts et fermés. Les contours centraux sont obtenus en combinant les résultats de SNLS et ceux sur la distribution des galaxies.

Il est tout à fait remarquable de constater que les trois expériences indépendantes sont parfaitement en accord les unes avec les autres. Combinant leurs résultats, on obtient la composition de notre Univers avec une précision de quelques pour-cent :

$$\Omega_M \simeq 0,3 \quad \text{et} \quad \Omega_\Lambda \simeq 0,7$$

4 Considérations sur l'énergie noire

Ainsi, notre Univers est dominé par une forme nouvelle et inattendue d'énergie, à laquelle on a donné le nom d'énergie noire, qui agit comme une composante de pression négative, ou une gravité répulsive à grande échelle.

Préférant a priori un univers statique conforme à la vision du début du vingtième siècle,⁷ Einstein avait envisagé la possibilité d'un terme constant dans ses équations d'évolution de l'Univers afin de contrecarrer l'effet de la gravitation : il s'agit de la constante cosmologique Λ . Cette constante cosmologique possède les caractéristiques de l'énergie noire (en particulier d'avoir une pression négative) et pourrait être l'interprétation la plus simple des observations actuelles.

Cependant, Einstein n'appréciait guère cet artefact mathématique qu'il avait lui-même introduit, comme on peut l'imaginer d'après la citation suivante issue d'un courrier d'Einstein adressé à un collègue : « J'ai encore commis quelque chose à propos de la théorie de la gravitation qui, d'une certaine façon, m'expose au danger de me faire interner dans un asile de fou. » Dès les premières mesures de décalage vers le rouge des galaxies, justifiant un Univers en expansion, Einstein écrit : « Si l'univers n'est pas quasi-statique, alors au diable la constante cosmologique ! » (mai 1923), puis « [L'introduction de la constante cosmologique fût] la plus grande bêtise de ma vie. » (fin 1923). L'année 1998 et les mesures de supernovae lointaines marqueraient-elles le retour de la constante cosmologique ?

Encore serait-il appréciable d'en trouver une justification théorique. En physique théorique, la constante cosmologique pourrait aisément être interprétée comme une énergie du vide. Cependant, les estimations théoriques de sa contribution se révèlent trop élevées de 120 ordres de grandeur (un 1 suivi de cent vingt 0 !) C'est bien là l'une des plus grandes sources d'embarras de la physique théorique.

De plus, une coïncidence numérique rend également peu crédible l'interprétation de l'énergie noire en tant que constante cosmologique. Comme expliqué dans l'équation (3) de l'annexe, les différentes composantes de l'Univers évoluent toutes différemment dans le temps (ou de façon équivalente avec le rayon relatif $a(t)$ de l'Univers) : si la constante cosmologique est effectivement indépendante du temps, la densité de matière se dilue, elle, en $1/a^3$ avec l'expansion de l'Univers. Ainsi, alors que les densités ρ_M et ρ_Λ sont sensiblement les mêmes aujourd'hui (ou plus précisément dans un rapport 0,3/0,7), la densité d'énergie noire dominera très largement dans le futur, tandis que à la fin de l'ère plasma par exemple (à 380.000 ans), l'Univers avait un rayon 1000 fois plus petit, la densité de matière était donc 1000^3 (soit 1 milliard) de fois plus élevée qu'aujourd'hui et donc également 1 milliard de fois plus élevée que la densité d'énergie noire. Et c'est bien là ce qui gêne les physiciens. Alors que dans toute l'histoire de l'Univers (environ 14 milliards d'années) une composante unique domine très largement les autres, nous nous trouvons précisément à une époque bien particulière où 2 composantes contribuent de façon sensiblement équivalente à la densité de l'Univers. Cette position particulière, bien que non exclue, s'oppose aux points de vue plus habituels en physique, qui supposent que

⁷« Le fait le plus important que nous tirons de l'expérience est que les vitesses relatives des étoiles sont très petites devant la vitesse de la lumière. » — Einstein, février 1917

nous ne vivons ni en un lieu ni en un moment bien particulier.

La piste la plus plausible est d'envisager une évolution de l'énergie noire avec le temps, ce qui pourrait lever les problèmes mentionnés ci-dessus. Toutefois, aucune confirmation expérimentale à ce jour n'indique une déviation quelconque par rapport aux propriétés d'une simple constante cosmologique.

Si il paraît aujourd'hui indiscutable que la composition de notre Univers est dominée par une énergie noire agissant comme une gravité répulsive et responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers, nous sommes encore loin d'avoir fait le tour de la question. La cosmologie connaît ces dernières années un fabuleux regain d'activité, à la fois d'un point de vue expérimental pour la mesure de plus en plus fine de la composition et de la géométrie de notre Univers, mais aussi d'un point de vue théorique pour trouver une explication à l'énergie noire, cette composante inattendue et encore incomprise.

A Facteur de décélération, composition de l'Univers

Le facteur de décélération q_0 est défini par

$$q_0 = -\frac{1}{H_0} \times \left(\frac{\ddot{a}}{a} \right)^2 \Big|_{a_0} \quad (1)$$

et le taux d'expansion H par

$$\begin{aligned} H^2 &= \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \times \sum \rho_i - \frac{k}{a^2} \\ &= \frac{8\pi G}{3c^2} \times [\rho_M + \rho_R + \rho_\Lambda] - \frac{k}{a^2} \end{aligned} \quad (2)$$

où ρ_M est la densité de matière, ρ_R est la densité de rayonnement (aujourd'hui négligeable devant les autres paramètres), ρ_Λ est la densité d'énergie noire et $k = 0, -1, 1$ pour un univers plat, ouvert ou fermé.⁸ Chaque composante évolue différemment dans le temps, et donc de façon équivalente avec le rayon relatif de l'Univers $a(t)$, comme indiqué ci-dessous :

$$\begin{aligned} \rho_M(a) &= \rho_M(a_0) \times \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3} = \rho_M(a_0) \times \hat{a}^{-3} \\ \rho_R(a) &= \rho_R(a_0) \times \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-4} = \rho_R(a_0) \times \hat{a}^{-4} \\ \rho_\Lambda(a) &= \rho_\Lambda(a_0) \end{aligned} \quad (3)$$

où l'indice 0 indique la valeur actuelle (donc a_0 est proportionnel à la taille de l'Univers aujourd'hui). On définit la densité critique de l'Univers $\rho_c = 3H^2c^2/(8\pi G)$ qui est la densité donnant à l'Univers une géométrie plane. En injectant les relations (3) et la définition de ρ_c dans l'équation (2), on obtient l'expression suivante pour le carré de la constante de Hubble :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 &= \frac{8\pi G}{3c^2} \times [\rho_M + \rho_R + \rho_\Lambda] - \frac{k}{a^2} \\ &= \frac{H_0^2}{\rho_c(a_0)} \times [\rho_M(a_0)\hat{a}^{-3} + \rho_R(a_0)\hat{a}^{-4} + \rho_\Lambda(a_0)] - \frac{k}{a^2} \\ &= H_0^2 \times [\Omega_M\hat{a}^{-3} + \Omega_R\hat{a}^{-4} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T)\hat{a}^{-2}] \end{aligned} \quad (4)$$

où les paramètres de densité Ω_i sont des nombres sans dimension indiquant la densité de la composante i (matière, rayonnement ou énergie noire) en fraction de la densité critique. Pour un Univers plat, $\Omega_T = 1$. On rappelle que $\Omega_T = 1 - \Omega_k = \sum \Omega_i$.

En dérivant la relation (4) par rapport au temps, on obtient alors⁹

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 \Big|_{a=a_0} = H_0^3 [-3\Omega_M - 4\Omega_R - 2(1 - \Omega_T)]$$

⁸On note \dot{a} la dérivée première de a par rapport au temps, et \ddot{a} la dérivée seconde de a par rapport au temps.

⁹La valeur prise aujourd'hui de la dérivée de \hat{a} est donnée par

$$\frac{d}{dt} (\hat{a}^{-n}) \Big|_{a_0} = -n\hat{a}^{-n-1} \times \frac{d}{dt} (\hat{a}) \Big|_{a=a_0} = -n\hat{a}^{-n-1} \times \frac{\dot{a}}{a_0} \Big|_{a=a_0} = -nH_0$$

$$\begin{aligned}
&= H_0^3 [-3\Omega_M - 4\Omega_R - 2(1 - \Omega_M - \Omega_R - \Omega_\Lambda)] \\
&= H_0^3 [-2 - \Omega_M - 2\Omega_R + 2\Omega_\Lambda] \\
&\simeq -2H_0^3 \left[1 + \frac{\Omega_M}{2} - \Omega_\Lambda \right]
\end{aligned} \tag{5}$$

où l'on a négligé le paramètre de densité de rayonnement (Ω_R de l'ordre de 10^{-5}) devant les autres paramètres ($\Omega_M \sim 0,3$ et $\Omega_\Lambda \sim 0,7$).

On peut d'autre part exprimer cette dérivée en fonction de q_0 :

$$\begin{aligned}
\left. \frac{d}{dt} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 \right|_{a=a_0} &= \left. 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{\ddot{a}a - \dot{a}^2}{a^2} \right|_{a=a_0} \\
&= \left. 2H_0 \left[\frac{\ddot{a}}{a} - H_0^2 \right] \right|_{a=a_0} \\
&= -2H_0^3 [q_0 + 1]
\end{aligned} \tag{6}$$

En égalisant les relations 5 et 6, on obtient finalement la relation recherchée entre le facteur de décélération et la composition de l'Univers :

$$q_0 = \frac{\Omega_M}{2} - \Omega_\Lambda \tag{7}$$