

Marc Lachièze-Rey



Initiation à la cosmologie

5^e édition

Licence
Master
CAPES

DUNOD

Marc Lachièze-Rey

Initiation à la cosmologie

avec la collaboration de

Julien Ribassin

Docteur en physique

5^e édition

DUNOD

Illustration de couverture :
Amazing Andromeda Galaxy, NASA/JPL-Caltech

Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.

Le Code de la propriété intellectuelle du 1^{er} juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements

d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour

les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée. Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du

Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).



© Dunod, Paris, 2013 pour la nouvelle édition
ISBN 978-2-10-059240-1

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2° et 3° a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre 1 • Découvrir le cosmos	1
Peut-on étudier l'Univers?	1
Y a-t-il une cosmologie scientifique?	2
Principes de la cosmologie	3
L'objet de la cosmologie	4
1.1 L'Univers et son apparence	6
1.1.1 De la Terre aux étoiles	6
1.1.2 Les étoiles, matière lumineuse	7
1.1.3 Notre galaxie et les autres	8
1.1.4 Galaxies primordiales et protogalaxies	10
1.2 La distribution de la matière	10
1.2.1 Au-delà du Groupe local	10
1.2.2 Amas et superamas	11
1.2.3 Catalogues	12
1.2.4 Corrélations et statistiques	13
1.2.5 Problèmes et solutions	14
1.3 Distances et vitesses dans l'Univers	15
1.3.1 Des méthodes qui se complètent	15
1.3.2 Les parallaxes des étoiles proches	16
1.3.3 L'échelle des distances	18
1.3.4 L'expansion de l'Univers et le décalage vers le rouge	21
1.3.5 Éloignement dans l'espace, éloignement dans le temps	24
Chapitre 2 • L'Univers relativiste	27
2.1 Les relativités	27
2.1.1 La relativité restreinte	27
2.1.2 L'Univers de la relativité générale	28
2.1.3 La métrique de l'espace euclidien	30
2.1.4 Les métriques des espaces courbes	31
2.1.5 Longueurs et volumes	32
2.1.6 Les métriques de l'espace-temps	36
2.1.7 La métrique de l'espace-temps courbe	37

Table des matières

2.2	Cosmographie relativiste	37
2.2.1	L'Univers homogène isotrope	37
2.2.2	L'expansion	38
2.2.3	L'Univers relativiste	40
2.2.4	Équation du rayon lumineux	41
2.2.5	Le décalage dans l'Univers relativiste	43
2.2.6	Les distances cosmologiques	45
2.2.7	Causalité et horizons	47
Chapitre 3 • La relativité générale et la dynamique de l'Univers		51
3.1	Les équations de l'Univers	51
3.1.1	Le tenseur métrique	51
3.1.2	Les équations de Friedmann	52
3.1.3	Le fluide cosmique, son équation d'état, sa dilution	53
3.1.4	Des paramètres cosmologiques	55
3.1.5	Densité de l'Univers et masse cachée	57
3.1.6	Lentilles gravitationnelles	60
3.2	Les modèles de big bang	63
3.2.1	Le rôle dynamique du rayonnement	63
3.2.2	Un univers plat ?	64
3.2.3	Les modèles sans constante cosmologique	67
3.2.4	Univers avec constante cosmologique	68
3.2.5	Un âge qui n'en est pas un	70
Chapitre 4 • L'univers primordial		77
4.1	Vers le big bang	77
4.1.1	Expansion, dilution et refroidissement	77
4.1.2	Absence de structures	78
4.1.3	Équilibres thermiques	78
4.1.4	L'Univers dominé par le rayonnement	80
4.1.5	Le couplage matière-rayonnement	80
4.2	Le fond diffus cosmologique	81
4.2.1	Découplage et recombinaison	81
4.2.2	Le fond diffus cosmologique	83
4.2.3	Le spectre de corps noir du CMB	85
4.2.4	Les écarts au spectre thermique	85
4.2.5	Les anisotropies du CMB	87
4.2.6	Anisotropies et formation des structures	90
4.3	Les événements de l'univers primordial	96
4.3.1	L'apparition des structures	96
4.3.2	Les particules dans l'univers primordial	96
4.3.3	L'histoire des neutrinos	98
4.3.4	Autres particules	99
4.3.5	Des quarks aux nucléons	101
4.3.6	L'histoire des électrons	101

4.4	La nucléosynthèse primordiale	102
4.4.1	Nucléosynthèse historique	102
4.4.2	Formation du deutérium	103
4.4.3	Abondances des protons et neutrons	104
4.4.4	La production de l'hélium	105
4.5	L'univers très primordial	107
4.5.1	L'univers des particules	107
4.5.2	L'unification des interactions	108
4.5.3	Transition de phase	108
4.5.4	Monopôles magnétiques et cordes cosmiques	110
4.5.5	L'énergie du vide et l'inflation	112
4.5.6	Le big bang revisité	113
4.6	Cosmologie quantique	114
4.6.1	Gravitation et cosmologie quantique	114
4.6.2	Supergravité et supercordes	115
4.6.3	Cosmologie quantique à boucle	116
	Chapitre 5 • La formation des galaxies	119
5.1	Gravitation et fluctuations	119
5.1.1	La question de base	119
5.1.2	Le mécanisme de l'instabilité gravitationnelle	120
5.1.3	Les échelles des fluctuations	121
5.1.4	La statistique des fluctuations	122
5.1.5	Lien entre statistiques et objets	124
5.2	L'amplification des fluctuations	125
5.2.1	Les étapes de la croissance des fluctuations	125
5.2.2	Croissance linéaire et masse de Jeans	126
5.2.3	Les fluctuations avant la recombinaison	127
5.2.4	Amplification relativiste	129
5.2.5	Le spectre à la recombinaison	131
5.2.6	Liens avec le fond diffus cosmologique	132
5.2.7	Après la recombinaison	133
5.2.8	Doutes et incertitudes	134
5.2.9	L'apparition des galaxies	135
	Conclusion	139
	Glossaire	141
	Bibliographie	147
	Index	151

DÉCOUVRIR LE COSMOS

1

PLAN

- 1.1 L'Univers et son apparence
- 1.2 La distribution de la matière
- 1.3 Distances et vitesses dans l'Univers

Peut-on étudier l'Univers?

La cosmologie se consacre à l'étude la plus globale qui soit, celle de l'Univers, du cosmos. L'objet de son étude, le concept d'univers, ou de cosmos, recouvre davantage qu'un simple rassemblement d'objets, fussent-ils célestes. Il implique l'existence de propriétés, de relations que l'on ne peut attribuer à tel ou tel objet en particulier mais qui sont globales, universelles précisément. Ainsi, le cosmologue ne s'intéresse pas spécifiquement aux différents astres qui peuplent l'Univers — planètes, étoiles ou galaxies — mais à leurs relations mutuelles, au cadre général dans lequel ils évoluent, aux lois communes auxquelles ils obéissent, à la structure qui les abrite, tout ceci constituant précisément les propriétés globales du cosmos, considéré comme une globalité.

Les divers phénomènes célestes ne le concernent que pour autant qu'ils manifestent une propriété cosmique : ainsi se fait le lien avec l'astrophysique et l'astronomie.

L'examen de la distribution des galaxies, par exemple, concerne le cosmologue à plusieurs titres. D'une part, les processus dynamiques — formation des galaxies et structuration de la matière — qui ont produit cette distribution font partie de l'histoire cosmique. D'autre part, les galaxies jouent le rôle de jalons qui dévoilent la structure géométrique de l'Univers lui-même. L'analyse de cette structure requiert l'examen des galaxies, ne serait-ce que pour mesurer leurs éloignements. Le cosmologue ne peut donc éviter d'être aussi astronome et astrophysicien.

Le terme de cosmologie s'est généralisé et recouvre ce qui autrefois apparaissait sous les dénominations distinctes de cosmographie et de cosmogonie. La cosmographie — sans doute la branche la plus « dépouillée » de toute l'astrophysique — étudie la structure géométrique globale de l'espace-temps (courbure et topologie, homogénéité et isotropie, extension finie ou infinie) indépendamment de son contenu. Elle fait appel essentiellement à la théorie de la relativité générale et aux mathématiques que cette théorie implique. De plus, toutes les observations s'accordent avec

l'idée d'évolution du cosmos. La manifestation la plus patente en est l'expansion accélérée de l'Univers. La description de cette structure et de son évolution fait l'objet de ce que l'on appelle un *modèle cosmologique*.

Dans le cadre de l'Univers (décrit par un modèle) se déroulent des phénomènes physiques : l'évolution de la matière — dilution et refroidissement avec l'expansion —, l'apparition progressive des objets de la physique — atomes, molécules, étoiles, galaxies — et de l'organisation qu'ils manifestent, etc. C'est l'étude de cette évolution créatrice que recouvre le terme de cosmogonie. Cette branche de la cosmologie, orientée vers la physique, s'intéresse au contenu de l'Univers et à son évolution au cours de l'histoire cosmique, à la manière dont peuvent être observés les phénomènes cosmiques. Cette cosmologie physique fait appel à toutes les branches de la physique, jusqu'à la physique des particules. Bien entendu, ces deux branches de la discipline sont étroitement liées.

Y a-t-il une cosmologie scientifique?

La question résulte de l'originalité de l'Univers en tant qu'objet de la cosmologie : il est unique, il nous englobe, il ne peut être observé que de l'intérieur. Ce n'est pas le cas de la plupart des systèmes auxquels s'intéresse la pratique scientifique. Aussi les préoccupations et les méthodes de la cosmologie se distinguent-elles de celles du reste de la physique.

La pratique « expérimentale », qui exige de reproduire des manipulations, des expériences dans des conditions définies, ne peut, bien entendu, s'appliquer en cosmologie. Si les cosmologues conçoivent un modèle d'univers, il est impossible de créer l'univers correspondant pour observer comment il évolue ! Y a-t-il même un sens à parler de la possibilité d'un tel univers ? La cosmologie dérive ses lois à partir d'un seul échantillon.

Cette discipline peut néanmoins prétendre au titre de science, une science naturelle, d'observation. Les modèles cosmologiques, ceux de big bang par exemple, sont bien issus, en partie, de l'observation. Mais c'est surtout sur la base de principes fondamentaux que la cosmologie procède. Dans ce sens, il s'agit d'une science abstraite : l'histoire de l'Univers est une reconstruction de l'esprit et c'est de manière relativement indirecte qu'elle est confrontée aux observations.

Fondée sur des principes, confrontable et confrontée à l'observation, la cosmologie est bien une science. Une science particulière du fait de son objet, du fait de la position particulière de l'observateur. Ce dernier — l'astronome, le cosmologue, chacun de nous — se situe à l'intérieur de l'objet qu'il étudie. Il en résulte des préjugés — des « biais », comme disent les astronomes — qui affectent notre interprétation des observations.

Enfin, comme toutes les sciences, mais sans doute davantage, la cosmologie repose sur des principes, des présupposés d'ordre métaphysique. Elle n'est peut-être encore qu'une science imparfaite, dans la mesure où leurs influences sont difficilement reconnaissables et reconnues.

Étudiant des problèmes fondamentaux qui mettent en cause la nature de notre univers, la question de son origine et de son devenir, ainsi que la place qu'y occupe l'homme, la cosmologie partage ses centres d'intérêt avec des disciplines non scientifiques, métaphysique, théologie, philosophie... Il n'est pas toujours facile d'établir une barrière entre ce qui relève d'elles et ce qui relève de la science, ni de reconnaître les influences des différents mythes qui nous hantent, ou de notre héritage socio-culturel. Il est en tout cas important de garder à l'esprit que la cosmologie scientifique repose sur des principes métaphysiques.

Principes de la cosmologie

Le premier principe fondateur de la cosmologie consiste sans doute à énoncer qu'une cosmologie scientifique a un sens et qu'un univers existe, qui ne se réduit pas à la simple accumulation des objets existants et qu'il est intelligible. Aujourd'hui, notre confiance dans ce principe est affermie par le fait que nous observons des propriétés qui nous semblent effectivement caractéristiques de l'Univers dans son ensemble. Je veux parler en premier lieu de l'expansion cosmique. Si celle-ci se manifeste par les mouvements apparents des galaxies, son caractère général implique qu'elle n'est pas une propriété de ces objets, mais d'un système beaucoup plus global, l'Univers précisément.

La confrontation des modèles cosmologiques aux observations requiert l'observation des astres les plus éloignés, dont il faut reconnaître la nature. Cela exige la connaissance des phénomènes qui s'y produisent, de la physique qui s'y applique. Les astronomes et les cosmologues postulent que les lois physiques sont partout les mêmes ; que les lois de la gravitation, de l'électromagnétisme, de la physique quantique, etc., sont identiques en tout point de l'Univers. Comment penser autrement ? Sans cette profession de foi, aucune cosmologie scientifique n'est possible. Mais encore une fois, il s'agit là d'un principe posé *a priori*. En fait, l'idée même de loi physique implique l'universalité de sa validité. Mais une loi n'est valable que dans un certain domaine (par exemple de température, ou d'énergie) alors que bien souvent les conditions physiques de l'Univers se situent en dehors de ce domaine.

Aujourd'hui, la plupart des cosmologues estiment que l'espace présente le même aspect en tous les points : il est homogène. Ce *principe cosmologique* est lui aussi un postulat, à la base des modèles d'univers les plus courants. Les quelques résultats d'observations dont nous disposons, si fragmentaires par rapport à la démesure du cosmos, nous donnent confiance en lui mais ne peuvent en établir fermement la validité. Il énonce qu'aucun lieu n'est privilégié dans le cosmos. Les modèles d'univers considérés aujourd'hui comme « standard », ceux de big bang, reposent sur cette homogénéité supposée. L'examen d'une littérature récente montre une situation curieuse : certains semblent s'étonner de l'homogénéité de l'Univers et tentent de l'expliquer dans le cadre des modèles de big bang. Alors que, dans ces modèles, elle est posée comme principe au départ ! Cette contradiction montre que l'essence de ces modèles n'est pas toujours comprise.



ENCART 1.1 L'idée d'univers ne s'impose pas à l'esprit.

Jusqu'à la Renaissance, les conceptions du monde sont restées dominées par une cosmologie inspirée des travaux d'Aristote et de Platon. Le monde terrestre (ou *sublunaire*, en deçà de l'orbite de la Lune) et le monde céleste étaient totalement distincts. Leur composition, leur organisation, leur cinématique, leur dynamique différaient radicalement.

À partir du ^{xvi}^e siècle, les travaux de Tycho Brahé, Johannes Kepler, Galileo Galilei conduisent à abandonner cette distinction: des observations d'étoiles nouvelles et de comètes, les résultats de Galilée concernant l'aspect de la Lune, les phases de Vénus, les satellites de Jupiter, la résolution en étoiles de la Voie lactée... À partir de Galilée, commence à s'imposer l'idée de lois véritablement universelles, c'est-à-dire valables en tout lieu et en tout temps, autrement dit dans un cadre qui devient l'Univers.

Isaac Newton donne le premier énoncé explicite d'une loi véritablement universelle, celle de la gravitation. Et il énonce les propriétés de l'Univers, comme celles de l'espace et du temps physiques, qui constituent le cadre où se déroulent les phénomènes physiques. La reconnaissance de l'Univers et des lois universelles marque la naissance de la physique proprement dite.

Au ^{xx}^e siècle, la cosmologie prend une nouvelle consistance dans le cadre de la relativité: celle-ci considère l'espace-temps comme un objet dynamique, relatif, aux propriétés mesurables. Dans les premières décennies du siècle, l'expansion cosmique est découverte. Cette propriété concerne l'Univers dans son ensemble, et non pas l'une ou l'autre de ses parties. Elle fournit une justification observationnelle au concept d'univers, désormais relativiste.

Si le cosmos est le même en chacun de ses points, a-t-il toujours été le même à tous les instants de son histoire? Cette hypothèse a séduit plusieurs cosmologues, sous le nom de *principe cosmologique parfait*. Elle n'est pas plus déraisonnable que la précédente. Mais les observations — en premier lieu celle de l'expansion cosmique — impliquent que l'Univers évolue. Au point qu'il est aujourd'hui impossible de concilier l'idée d'un univers stationnaire avec les observations.

L'objet de la cosmologie

Au fur et à mesure que la technique en élargit le champ, les limites de l'Univers reculent mais restent toujours inaccessibles. Le cosmos demeure un cadre mystérieux auquel l'humanité a toujours tenté d'associer des concepts, où elle a tenté de faire séjourner les entités qu'elle révère. Étymologiquement séjour de l'ordre et de l'harmonie, le « cosmos » fut longtemps considéré comme le refuge des dieux. S'il est aujourd'hui considéré comme l'un des champs d'application de la démarche scientifique, devons-nous y voir le signe que cette discipline est en voie de déification? Il est certain en tout cas que le cosmos reste un objet de fascination, qu'il soit pensé comme une rationalité matérielle, stricte et neutre, ou au contraire, que l'on reconnaisse dans l'histoire de l'Univers le champ d'application d'une intention cosmique.



ENCART 1.2 Le principe cosmologique

Le monde de l'Antiquité est loin d'être homogène. La distinction aristotélicienne fondamentale, entre monde sublunaire et monde supralunaire, s'accompagne d'une forte hiérarchisation. Centré sur la Terre, le ciel se constitue d'une série de niveaux sphériques, jusqu'à la dernière des sphères, celle des étoiles fixes, qui marque la limite du monde. Copernic, déplaçant la position du centre, ne modifie pas fondamentalement les choses. L'abandon du géocentrisme peut néanmoins être considéré comme un pas vers l'abandon de tout centre, qui caractérisera la physique de Newton.

Ce dernier consacrera l'idée d'un univers véritablement homogène, et énoncera l'existence explicite de l'espace physique dont les propriétés sont les mêmes en tous points (homogénéité) et dans toutes les directions (isotropie).

Le principe qui énonce l'homogénéité et l'isotropie de l'espace est aujourd'hui baptisé principe cosmologique. Bien que l'on ne puisse prouver directement sa validité, la plupart des modèles cosmologiques étudiés (mais pas tous) y obéissent. L'adéquation des résultats d'observation (notamment la distribution des objets extragalactiques, et le fond diffus cosmologique) avec ces modèles nous donne rétrospectivement confiance dans la validité de ce principe.

Notons que l'on peut démontrer que si l'espace est isotrope en chacun de ses points, alors il est homogène. Notons aussi que, de ce principe, découle ce qui est parfois baptisé «principe copernicien»: que la position que nous occupons dans l'univers n'a rien de particulier.

Mon propos n'est pas de discuter ces thèmes passionnants, que je laisse aux philosophes et aux épistémologues (voir, par exemple, les ouvrages de J. Merleau-Ponty), mais de présenter, sans chercher à y démêler la part de mythologie, les modèles que les physiciens, les astrophysiciens estiment adéquats pour décrire le cosmos et son évolution; en l'occurrence, ceux de big bang, dans lesquels chacun restera libre de reconnaître l'influence de telle ou telle conception mythique.

Ceci étant, après avoir décidé que l'Univers possédait ou même se définissait comme une structure, nous pouvons énoncer le but essentiel de la cosmologie: il s'agit de déterminer cette structure, son évolution, son histoire. L'Univers est-il clos ou infini? A-t-il eu un début? Aura-t-il une fin?

Pour répondre à ces questions, nous devons examiner ce qui se passe dans les astres les plus éloignés, en connaître la physique pour interpréter les résultats d'observations. Cela nécessite d'appliquer à ces objets des lois physiques, que nous postulons identiques à celles que nous connaissons: gravitation, électromagnétisme, physique quantique, etc., sont identiques en tout point de l'Univers (et éventuellement à tout instant, encore que cela mérite davantage discussion).

Les propriétés du cosmos influencent celles de la matière: les galaxies, plongées dans la géométrie de l'Univers, subissant son évolution, sont par exemple entraînées par son expansion. De fait, ce sont elles qui révèlent cette expansion, ainsi que la structure et l'évolution de l'Univers. Réciproquement, les propriétés du cosmos sont influencées (sinon totalement déterminées) par son contenu matériel. Pour cette

double raison, il n'y a pas de cosmologie possible sans étude des propriétés des galaxies, sans astronomie et sans astrophysique. Ce qui lui donne le statut de science observationnelle.

1.1 L'UNIVERS ET SON APPARENCE

La connaissance, au moins partielle, du contenu de l'Univers est un préalable à son étude. En cela, la cosmologie est tributaire de l'astrophysique.

1.1.1 De la Terre aux étoiles

La Terre n'est qu'une des neuf planètes du système solaire, dominé par le Soleil. Ce petit îlot occupe un volume très restreint d'univers. Les quelques milliards de kilomètres en jeu ne représentent que quelques fractions de *parsec*^{*1}, unité des astronomes (un parsec vaut 3.10^{13} km, soit 3 262 années-lumière*), alors que l'étude de l'Univers nous invitera à manier plutôt le million de parsecs ou mégaparsec (Mpc)*. Le Soleil est une étoile banale parmi des milliards d'autres, infime à l'échelle cosmologique.

Au-delà du système solaire, quelques milliards d'étoiles plus ou moins semblables se rassemblent pour former notre galaxie, la *Voie lactée**. Chaque étoile ressemble au Soleil, mais peut en différer par sa masse, son âge, sa luminosité, couleur, composition chimique, etc. (Les astronomes ignorent encore si toutes ces étoiles sont ou non entourées de planètes comme le Soleil.) Quelques parsecs séparent ces étoiles les unes des autres, si bien que chaque système planétaire peut y être considéré comme ponctuel. Leur assemblage, notre Galaxie, forme un système de quelques dizaines de milliers de parsecs. Au-delà, la répartition des étoiles s'arrête sur le vide intergalactique.

Ce n'est que beaucoup plus loin que l'on retrouve de la matière : à l'échelle des mégaparsecs, cette fois, l'Univers est rempli d'autres galaxies, plus ou moins semblables à la nôtre.

À l'échelle de l'Univers, chacune de ces galaxies — dont les astronomes ont observé plusieurs dizaines de milliers d'exemplaires — peut être considérée comme ponctuelle ! Le cosmos est rempli d'un « gaz » de galaxies, séparées les unes des autres d'un mégaparsec en moyenne. Elles constituent, aux yeux des cosmologues, les objets de base de l'Univers. Les astrophysiciens s'emploient à retracer leurs évolutions, à comprendre comment elles se sont formées, comment elles se répartissent dans l'Univers, et pourquoi. Au-delà, ou entre les galaxies (ou en leur sein), existent des objets remarquables, notamment par les quantités énormes d'énergie qu'ils émettent : il s'agit des quasars*, et de ce que l'on appelle de manière générale les

1. Les mots ou expressions suivis d'un astérisque sont répertoriés dans le glossaire p. 137.



ENCART 1.3 Les univers-îles

À la fin du xix^{e} siècle, l'extension de l'Univers, au moins de sa composante matérielle, était généralement assimilée à celle de notre galaxie, la Voie lactée, dont les astronomes précisaient la forme et les dimensions. En même temps, certains d'entre eux s'interrogeaient sur la nature des nébuleuses visibles dans le ciel, dont une première classification avait été publiée par Charles Messier à la fin du xviii^{e} siècle. En particulier, certaines observations avaient suggéré que ces nébuleuses spirales pourraient être d'autres rassemblements d'étoiles semblables à notre galaxie, des « univers-îles » tels que les avait imaginés le philosophe Emmanuel Kant vers la même époque.

Le débat sur la nature et l'éloignement de ces objets s'est petit à petit accentué. À la charnière entre le xix^{e} siècle et le xx^{e} siècle, l'astronome américain Vesto Slipher montre qu'ils sont animés de grandes vitesses (que nous savons aujourd'hui être dues à l'expansion de l'Univers). C'est Edwin Hubble, autre astronome américain, qui met fin au débat dans les années vingt, en montrant que la plus brillante de ces nébuleuses spirales, celle d'Andromède, se situe très en dehors de notre propre galaxie, et qu'elle constitue elle-même une autre galaxie. Les astronomes ont alors compris que l'Univers était beaucoup plus vaste que la Voie lactée, et qu'il était peuplé d'innombrables autres galaxies.

noyaux actifs de galaxies. Leur nature n'est pas encore totalement comprise (on pense qu'ils abritent de gigantesques trous noirs), et nous aurons peu l'occasion d'en parler par la suite. Nous emploierons de manière générique, le terme de galaxie pour désigner tous ces objets.

Les cosmologues s'intéressent à ces galaxies, à leur évolution, à leur répartition, bref à leurs propriétés collectives et à leur relation avec le cosmos. Elles nous donnent en effet un aperçu de la structure de l'Univers : si l'on ne peut « voir » directement la géométrie du cosmos ou son évolution, on peut la reconstituer en observant les galaxies qui jouent le rôle de *traceurs*, de jalons. C'est au cosmologue de reconnaître et d'isoler, parmi leurs propriétés, celles qui possèdent un caractère universel. Tel est le principe des *tests cosmologiques*. D'ailleurs, la meilleure définition que l'on puisse donner du cosmos est sans doute celle de cet ensemble de relations entre les constituants du cosmos.

1.1.2 Les étoiles, matière lumineuse

Les étoiles, abritées par les galaxies, sont les unités élémentaires de matière lumineuse. La matière dont elles sont faites est *baryonique**, c'est-à-dire composée de protons et de neutrons (les baryons), ainsi que d'électrons. Leur cohésion est assurée par la gravitation, responsable de leur forme sphérique. La pression de l'étoile, s'opposant à l'attraction gravitationnelle, empêche un effondrement total.

Il s'agit à la fois de la pression du gaz qui compose l'étoile, et de celle du rayonnement électromagnétique engendré en son cœur par les réactions nucléaires. Un tel équilibre — entre une force de gravitation et une interaction qui s'y oppose —

est un phénomène général dans le cosmos. On le retrouve à toutes les échelles, depuis celle des planètes, jusqu'à celle des amas de galaxies, puis de l'Univers entier lui-même.

Les étoiles sont des objets actifs : en leur cœur, des réactions nucléaires transforment une espèce chimique en une autre, et fabriquent le rayonnement lumineux que nous observons. Le cœur du Soleil, par exemple, transforme des protons en noyaux d'hélium*. Une telle réaction se déroule pendant la majeure partie de la vie d'une étoile, dite alors étoile de la *séquence principale*. Au bout de quelques milliards d'années (10^{10} ans pour le Soleil), un autre cycle de réactions s'instaure et l'étoile change de nature.

Les détails précis de la formation des étoiles restent encore mal connus : un nuage de gaz froid se condense sous son propre poids. En se condensant, il se réchauffe et émet du rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement emporte une partie de l'énergie du nuage, ce qui accentue la condensation, etc. Très probablement, les grands nuages se fragmentent en unités plus petites qui continuent chacune à se condenser, en se réchauffant.

Lorsque le nuage, alors de forme sphérique, est devenu suffisamment chaud, les réactions nucléaires s'allument en son cœur. Ces réactions fabriquent de l'énergie, émise vers l'extérieur et partiellement transformée en lumière : une étoile est née. Les pressions du gaz et du rayonnement ont suffisamment augmenté pour équilibrer la force gravitationnelle ; la contraction cesse et l'étoile reste en équilibre, à la manière du Soleil. Cet équilibre se maintient jusqu'à ce que, par épuisement du combustible nucléaire central, les réactions nucléaires cessent ou se modifient.

1.1.3 Notre galaxie et les autres

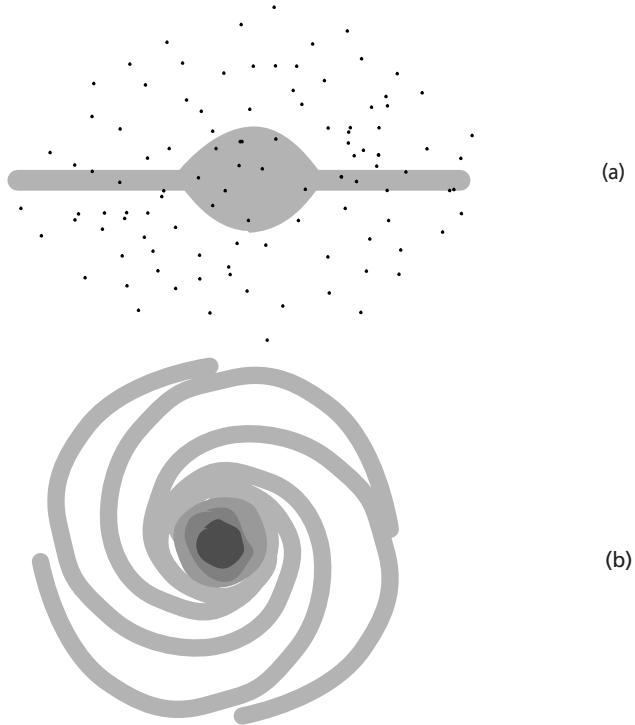
Les premières étoiles que nous observons sont les plus proches, car les plus brillantes. Elles appartiennent à notre Galaxie. La densité moyenne de matière, sous forme d'étoiles, y atteint 2.10^{-24} g.cm⁻³, à comparer à la densité moyenne de l'Univers, de l'ordre de 10^{-31} g.cm⁻³ : le contraste entre les deux, $\delta = \delta\rho/\rho$ avoisine donc 10^7 .

Toutes les étoiles de notre galaxie ne sont pas identiques. Les unes sont vieilles, peu massives, peu brillantes. Plutôt froides et rouges, elles se distribuent dans notre galaxie sous forme d'un halo à peu près sphérique et forment ce que l'on appelle la *population I*. Au contraire, les étoiles jeunes et bleues forment la *population II* ; elles se distribuent dans un disque, où elles dessinent des bras spiraux (*Figure 1.1*).

Toute la matière visible de l'Univers se répartit dans des galaxies dont la nôtre n'est qu'une parmi des milliards. La luminosité de chaque galaxie est due à la somme des luminosités des étoiles qu'elle contient. Ces galaxies ont été classifiées par Hubble (1936) en différents types selon des critères essentiellement morphologiques.

Les *spirales*, semblables à la nôtre, rassemblent des milliards d'étoiles brillantes selon un disque aplati, où se dessinent des bras spiraux (et souvent d'autres structures

Figure 1.1 – La structure de notre galaxie telle qu'elle apparaîtrait vue de profil (a) ou de dessus (b).



telles que barres ou anneaux). Ces galaxies contiennent également beaucoup de gaz à partir duquel se forment de nouvelles étoiles. Elles tournent autour de l'axe de leur disque. Pour expliquer cette rotation les astronomes invoquent la présence de grande quantité de matière invisible, en plus de celle des étoiles. C'est un des aspects du problème de la *masse cachée** (voir § 3.1.5).

Les galaxies *elliptiques* diffèrent essentiellement par leur morphologie. Leurs étoiles, plus âgées, se répartissent dans un ellipsoïde. Elles contiennent beaucoup moins de gaz que les spirales et leur dynamique est également différente. Les galaxies *lenticulaires* (également nommées S0) possèdent des propriétés intermédiaires entre spirales et elliptiques. Au schéma de Hubble s'ajoutent les galaxies *irrégulières*, les *naines* et les *géantes*, ainsi que plusieurs classes de galaxies *actives*, dont les noyaux émettent de grandes quantités d'énergie autrement que par le biais d'étoiles.

Le lien entre ces catégories est encore mal compris. Spirales et elliptiques naissent-elles dans des conditions différentes ? Ou bien les secondes résultent-elles de l'évolution des premières ? Au moins dans certains cas, la rencontre entre deux spirales aboutit à la formation d'une elliptique géante. Est-ce un cas général ?

Quant à la formation de ces objets, elle est encore plus mal comprise. Les astronomes commencent à peine à comprendre à quoi ressemblait une galaxie en train de naître ou tout juste formée.

1.1.4 Galaxies primordiales et protogalaxies

La présence, dans une galaxie, d'étoiles très jeunes (qui se sont formées depuis peu), très brillantes et de couleur bleue (due à leur température élevée), est *a priori* un signe de jeunesse. Il en est sans doute de même de celle de nuages de gaz et de poussières en train de s'effondrer, observables essentiellement en infrarouge.

Les galaxies n'ont pas toujours existé dans l'Univers. Les premières sont apparues vers le premier milliard d'années de l'histoire cosmique (§ 5.2.9). Nous ignorons encore à quel moment, et à quoi elles ressemblaient. Elles se sont très probablement formées à partir de nuages se condensant sous leur propre poids, des *protogalaxies*.

Les protogalaxies, par définition, ne contiennent pas encore d'étoiles et n'en ont jamais contenu. Elles sont donc dépourvues de tous les éléments chimiques que seules les étoiles fabriquent, c'est-à-dire presque tous sauf l'hydrogène et l'hélium. Certains nuages de matière, actuellement observés entre les galaxies, sont apparemment dépourvus de tels éléments chimiques. Ce pourraient être des protogalaxies.

Ces dernières deviennent des galaxies proprement dites lorsque les premières étoiles commencent à se former et émettre de la lumière. Nous ignorons l'apparence d'une galaxie à peine formée, une *galaxie primordiale*, sans doute très différente de celle d'une galaxie actuelle. Néanmoins, les astronomes les cherchent activement (§ 5.2.9). Il faut bien entendu chercher loin dans le passé, et donc loin dans l'espace également. Ces objets sont donc difficilement observables.

1.2 LA DISTRIBUTION DE LA MATIÈRE

Depuis le début du xx^e siècle, nous savons que la matière est répartie dans l'Univers sous forme de galaxies, principaux objets d'étude pour la cosmologie. Ce sont d'une part les plus grands objets dont nous comprenons vraiment la nature. Et surtout, nous pensons que leurs propriétés sont dues, plus qu'à des conditions locales, à des processus cosmiques. Une planète, une étoile, vivent dans un environnement local et n'ont pas de relation directe avec le reste de l'Univers. Au contraire, les galaxies relèvent de la cosmologie.

La galaxie d'Andromède, une de nos plus proches voisines, fut l'une des premières reconnues. Notre voisinage rassemble sous le nom de *Groupe local** un petit groupe de galaxies : la nôtre (la Voie lactée), celle d'Andromède*, et environ 15 galaxies plus petites. Elles sont en interaction gravitationnelle mutuelle, dans un volume de l'ordre du Mpc^3 . La majorité des galaxies observées aujourd'hui réside bien au-delà du Groupe local.

1.2.1 Au-delà du Groupe local

Les astronomes cartographient l'Univers afin de reconnaître sa structure. Pour cette tâche, ils oublient les propriétés individuelles des galaxies et ne s'intéressent qu'à leur répartition dans l'espace. La position sur la sphère céleste (définie par les coordonnées angulaires : *ascension droite** et *déclinaison** par exemple) constitue un premier

élément d'information. Mais ceci ne concerne qu'une projection sur la sphère céleste. L'étude de la vraie distribution spatiale nécessite de connaître les distances. Nous verrons que cela constitue une difficulté fondamentale de l'astronomie extragalactique.

Les galaxies sont innombrables et c'est une tâche énorme, entreprise depuis le début du siècle, que d'en dresser des catalogues. Des progrès importants sont constamment accomplis depuis quelques décennies grâce à l'introduction de télescopes, de détecteurs et d'instruments toujours meilleurs.

1.2.2 Amas et superamas

Les cartes révèlent de manière évidente que les galaxies ne sont pas distribuées au hasard mais se regroupent en *groupes* et *amas*. Le *Groupe local* en est l'exemple le plus rapproché. Au-delà, l'amas de la Vierge* (ou Virgo), situé à 10 Mpc environ, est beaucoup plus riche, bien qu'encore plutôt pauvre comparé à la moyenne des amas. Beaucoup d'autres amas existent au-delà. Les plus proches ont été catalogués (en 1958) par George Abell à partir de plaques photo obtenues au télescope du mont Palomar. Aujourd'hui, on les reconnaît également par l'émission de leur gaz chaud en rayons X, ou par leur influence sur le fond diffus cosmologique (effet Sunyaev-Zel'dovich, § 4.2.6). Mais nous ne connaissons pas encore toutes les propriétés de ces objets.

La matière dessine, dans les plus proches dizaines de mégaparsecs, une structure encore plus grande, le *Superamas local**. Également nommé Superamas de Virgo, il contient onze amas, plus des groupes et des galaxies isolées. Sa forme est aplatie, épaisse d'un mégaparsec environ.

La distribution des galaxies ou des amas n'est pas régulière : aux grandes échelles, les superamas sont la règle. Plus ou moins allongés et aplatis, comme le nôtre, de tailles caractéristiques voisines d'une vingtaine de mégaparsecs, ils semblent reliés les uns aux autres par de gigantesques ponts de matière.

Si les amas et les superamas apparaissent comme des condensations de matière à très grande échelle, il existe aussi, inversement, d'immenses zones dépourvues de matière. Un vide immense a été détecté dans la constellation du Bouvier. Situé à 150 Mpc de nous environ, il est large d'une trentaine de Mpc. De tels vides semblent communs, à des échelles comparables ou plus petites. La distribution des galaxies apparaît en tout cas très irrégulière : les grandes structures observées (superamas aplatis ou allongés) correspondent aux surfaces délimitant de gigantesques zones vides. Il s'agit apparemment d'un immense réseau, d'une immense structure cellulaire à deux dimensions plutôt que trois. La dernière manifestation semble en être un *Grand Mur*, dû à la présence de feuillets sensiblement dans le prolongement les uns des autres.

Cette structure, encore mal élucidée, se révèle à nous petit à petit, au fur et à mesure des observations. Les astronomes ne savent pas exactement comment la décrire. Vaut-il mieux parler de « structure spongieuse » ou de « bulles » ? De « réseau », de « cellules » ou de « feuillets » ? Les amas correspondent-ils aux intersections des filaments ou des feuillets ? En outre, nous connaissons encore mal les processus qui

ont amené à une telle structuration. Ce domaine est en plein développement, autant du point de vue observationnel que théorique (voir le chapitre 5).

Enfin, nous ignorons si la taille maximale des structures reconnues, quelques dizaines de Mpc, est due à notre incapacité (provisoire) à cartographier des échelles plus étendues, ou bien à une limite réelle à la structuration du cosmos. Si ce dernier est vraiment homogène, la structuration doit cesser à partir d'une certaine dimension, qui ne devrait pas trop dépasser la centaine de Mpc.

1.2.3 Catalogues

La plupart de ces résultats ont été obtenus grâce à des analyses tridimensionnelles de la répartition des galaxies. Pour de telles analyses, les distances des galaxies sont estimées, comme nous l'indiquons au chapitre suivant, par les mesures de décalages vers le rouge. Une bonne partie des premiers résultats provenait de l'analyse du catalogue du CfA (« Center for Astrophysics » à Cambridge, Massachusetts, USA). Les astronomes de cet institut avaient entrepris un très long programme d'observation pour estimer les distances du plus grand nombre possible de galaxies. Depuis, télescopes, détecteurs, spectrographes et moyens de traitement des données ont fait de substantiels progrès et les décalages sont devenus beaucoup plus faciles à mesurer. De nombreux catalogues ont été, ou sont en train d'être constitués, de caractères et d'extension divers. Certains concernent l'hémisphère Sud du ciel ; certains explorent plus profondément la distribution des galaxies pour mettre en évidence leur répartition très lointaine : un tel sondage a par exemple dévoilé le grand vide de la constellation du Bouvier.

Le « Sloan Digital Sky Survey » (SDSS) est un projet très ambitieux de grand relevé du ciel. Son but est d'estimer les spectres de 600 000 galaxies, et de fournir ainsi un échantillon à peu près 100 fois plus étendu que jusqu'alors. Les mesures déjà effectuées (après 8 ans de travail) couvrent environ un quart du ciel ; elles ont engendré un catalogue (à 3 dimensions) de près d'un million de galaxies et de plus de 120 000 quasars. Ces résultats ont permis d'estimer le spectre de puissance $P(k)$ de la distribution de matière dans l'univers (voir chapitre 5) ; une information cosmologique essentielle, surtout lorsqu'elle est combinée avec les récents résultats d'observations du fond diffus cosmologique. On trouvera par exemple un recensement des futurs projets de grands relevés d'intérêt cosmologique dans le document de prospective IN2P3/Irfu 2012, Cosmologie et Matière noire (<http://journees-prospective-in2p3-irfu.in2p3.fr/>).

Les cosmologues cherchent à identifier les processus qui ont formé les galaxies, et qui ont également déterminé leur distribution spatiale. Il est nécessaire avant tout d'exprimer quantitativement les propriétés de la distribution des galaxies, avec des outils statistiques bien adaptés. Nos idées sur la formation des galaxies suggèrent de distinguer deux « régimes » dans leur distribution : aux grandes échelles (au-delà de 8 Mpc environ), les processus dynamiques ont sans doute agi de manière limitée, et relativement facile à reconstituer : la structuration de la matière n'a pas dépassé un stade linéaire*. Aussi, la distribution aux grandes échelles est qualifiée de *domaine*

linéaire. Au contraire, aux échelles inférieures (*grosso modo* inférieures aux amas de galaxies), la structuration dynamique a été intense et l'on parle d'*échelles non linéaires**. Cette distinction est sans doute trop grossière (voir chapitre 5). Elle sera sans doute remise en cause, surtout si les observations révèlent des structures trop importantes aux grandes échelles.

Nous avons une bonne connaissance observationnelle de la distribution non linéaire des galaxies, du moins des plus proches (jusqu'à quelques dizaines de Mpc). Malheureusement, nous sommes incapables de reconstituer le déroulement violent et complexe des processus dynamiques (non linéaires précisément) qui ont agi à ces échelles. Aux grandes échelles, ce serait en principe plus facile (du moins selon les scénarios conventionnels). Mais ce sont les observations qui sont encore impuissantes à nous dévoiler clairement les structures à ces échelles. Et le peu que nous connaissons ne semble guère coïncider avec ce que prévoient les modèles.

L'échelle de 8 Mpc semble jouer un rôle privilégié : nous pensons connaître assez bien certains aspects de la distribution réelle de la matière à cette échelle ; d'autre part, nous estimons (peut-être à tort) comprendre comment ont agi les processus dynamiques. Cette échelle qui nous intéresse en premier lieu pour tester une idée ou un scénario, joue le rôle d'une échelle de normalisation.

1.2.4 Corrélations et statistiques

Pour comparer la distribution des galaxies avec les prévisions d'un modèle, ou simplement pour l'exprimer quantitativement, il faut disposer d'un indicateur statistique. Le plus simple, et le plus employé d'entre eux est la *fonction de corrélation**. Elle exprime, pour une distribution donnée de galaxies (voir § 5.2.9), la probabilité que l'une se trouve près d'une autre, qu'il y ait, donc, des regroupements. La probabilité que l'on trouve simultanément une galaxie dans un volume dV_1 autour d'un point 1, et une autre dans un volume dV_2 autour d'un point 2 s'écrit $P_{12} = n^2 (1 + \xi_{12}) dV_1 dV_2$, où n est la densité (en galaxies par unité de volume de l'échantillon). Si les galaxies étaient réparties absolument au hasard, cette probabilité vaudrait simplement n^2 . La quantité ξ_{12} , (ou, plus simplement, ξ), fonction de corrélation à deux galaxies, marque le fait que la distribution n'est pas aléatoire, mais que les galaxies ont tendance à se regrouper. L'homogénéité moyenne de l'Univers implique que $\xi = \xi(r)$ ne dépend que de la distance r entre les deux points considérés. La quantité $n^2 \xi(r)$ mesure le nombre moyen de voisins d'une galaxie, à la distance r , en excès par rapport à une distribution aléatoire.

Les mesures de $\xi(r)$, pour divers échantillons de galaxies, semblent s'ajuster à une valeur universelle $\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}$, où $\gamma \approx 1,7$ et $r_0 \approx 5$ Mpc. Cette estimation, valable entre 0,5 et 10 Mpc, est cependant sujette à controverses.

Les fonctions de corrélation à deux points ne constituent qu'une première approche. On peut définir également des fonctions de corrélation à 3, 4... points, plus difficiles à mesurer. D'autres indicateurs — *probabilités de vides* ou *de comptage*, analyses *multidimensionnelles*, etc. — sont aussi utilisés. Ces analyses sont délicates, et les

résultats difficiles à interpréter car nous sommes incapables de prévoir les valeurs attendues selon tel ou tel modèle. Seules des simulations numériques, dont il est malaisé d'extraire une information fiable, nous donnent quelques indications sur les prédictions des modèles dans le domaine non linéaire.

Certaines de ces mesures suggèrent l'existence d'une *relation d'échelle* pour la distribution de la matière dans l'Univers : des lois similaires pourraient rendre compte de sa distribution à faible comme à grande échelle. Cette propriété, qui demande à être confirmée et interprétée, est *a priori* inattendue dans la plupart des scénarios de formation des galaxies. Sans doute est-ce une piste qui nous aidera à mieux comprendre la cosmogonie.

Aux grandes échelles (linéaires), les observations sont rares et disparates. Les divers biais et effets de sélection sont encore mal compris. Le caractère organisé de la matière apparaît très clairement, sous forme de filaments, feuilletts, grands vides, etc. Mais il reste difficile de caractériser quantitativement la présence et les propriétés de ces structures, et leurs propriétés, autrement que selon leur apparence visuelle. Il est difficile de mesurer précisément les indicateurs statistiques mentionnés.

Les écarts à l'homogénéité continuent-ils indéfiniment lorsque l'échelle augmente ? Sont-ils compatibles avec l'hypothèse, faite au départ, que la dynamique et la géométrie de l'Univers peuvent être calculées à partir d'une valeur constante de la densité de masse ? Chaque fois que de nouvelles observations ont été effectuées, elles ont indiqué la présence nouvelle d'inhomogénéités aux échelles qui venaient d'être explorées. Ce processus s'arrêtera-t-il ? Et à quelle échelle ? Il est certainement trop tôt pour le dire.

Aux grandes distances, nous connaissons un grand nombre de quasars. Il est tentant d'explorer leur répartition, mais cette voie reste pour le moment peu gratifiante, pour deux raisons. La première est que la nature de ces objets reste mystérieuse : nous ne connaissons pas le lien entre quasars et galaxies, ni, de manière plus générale, entre les quasars et le reste de la matière. Dès lors, même si nous connaissions bien la distribution des quasars, nous ne saurions guère quelle signification lui donner. Nous ne saurions pas en déduire la distribution de la matière dans l'Univers (certains modèles prédisent même qu'il devrait y avoir des quasars précisément là où il n'y a pas de matière). D'autre part, l'exploration de la distribution des quasars reste encore incomplète : nous ne disposons pas encore, comme pour les galaxies, de catalogues complets dans de grandes régions du ciel. Pour cette raison, il est difficile d'en étudier la distribution de manière quantitative.

1.2.5 Problèmes et solutions

Comprendre la structuration de l'Univers aux grandes échelles, et son origine, constitue un des enjeux les plus actuels de la cosmologie contemporaine. La première difficulté consiste à disposer d'un échantillon représentatif de l'Univers. Nos catalogues de galaxies ou d'autres objets sont d'extension limitée, et le plus souvent situés dans notre environnement. Comment savoir si la validité des résultats de leurs analyses peut être étendue à l'Univers dans son ensemble ?

Ensuite, se pose la question de caractériser quantitativement les résultats. Il est hors de question de vouloir enregistrer toutes les positions de toutes les galaxies, et de vouloir en rendre compte. L'idée est de discerner dans cette distribution certaines signatures spécifiques des processus ayant formé les galaxies ou les structures. Les approches présentées ici (et toutes les autres qu'utilisent les astronomes) sont loin d'être satisfaisantes ne serait-ce que pour simplement caractériser la distribution de la matière dans l'Univers.

Nous observons, par définition, des objets brillants : les galaxies et les structures qu'elles dessinent (amas, superamas...), les quasars... Il faut garder à l'esprit que ces objets représentent probablement moins d'un dixième, en masse, de la matière de l'univers. Leur distribution, que nous cartographions, ne reflète probablement pas celle de la majorité de la matière dans l'univers. Or c'est l'ensemble de la matière massive qui compte lorsque l'on s'intéresse à la formation de ces structures. Cette distinction pose des problèmes cruciaux, notamment celui du *biais* (voir § 5.1.5).

1.3 DISTANCES ET VITESSES DANS L'UNIVERS

1.3.1 Des méthodes qui se complètent

L'exploration et la compréhension de l'Univers impliquent de connaître la répartition des objets qui le peuplent. Si nous n'avons aucun mal à situer une étoile, une galaxie, sur la sphère céleste, comment savoir que telle galaxie est plus distante que telle autre ? Et comment mesurer son éloignement ? Ce problème, fondamental en astronomie et en cosmologie, est résolu étape par étape. Les réponses ne sont pas encore totalement satisfaisantes.

Nous avons déjà évoqué les distances des galaxies et d'autres objets cosmiques, sans nous interroger plus en détails sur le concept même de distance. Ce dernier ne pose guère de problèmes tant que l'on considère notre environnement cosmique, disons les plus proches centaines de Mpc. Cela ne veut pas dire que les déterminations de ces distances ne posent pas de problèmes, comme nous allons le voir. Mais on peut au moins considérer la distance de la manière habituelle. Ce n'est plus le cas dès que l'on s'intéresse à des objets plus éloignés. En effet, la notion même de distance demande à être définie soigneusement, surtout lorsque l'espace-temps, en expansion, est muni d'une courbure. À vrai dire, on s'aperçoit alors que la notion habituelle se généralise de plusieurs manières. Autrement dit, il n'existe pas *une* distance en cosmologie, mais plusieurs types de distances correspondant à des grandeurs différentes. Dans l'univers proche, ces notions se confondent, et s'identifient à celle de distance ordinaire. Mais la distinction devient indispensable pour la cosmologie proprement dite.

Le fait que nous ne connaissions pas les caractéristiques précises de notre univers (la courbure de l'espace, le taux et l'accélération de l'expansion) rend impossible toute détermination directe de distance. Nous verrons plus loin que la géométrie (inconnue) de l'espace-temps est exprimée (pour ses aspects essentiels) par certains paramètres

cosmologiques, que les cosmologues cherchent précisément à déterminer. Cette détermination est inextricablement mêlée à la question des distances cosmiques.

Oublions provisoirement cette difficulté (elle apparaîtra d'elle-même). Intéressons-nous aux moyens de déterminer la distance d'un objet cosmique à partir des observations. Trois types de méthodes existent, qui concernent des domaines différents, de plus en plus lointains. La première, celle des *parallaxes**, est très directe mais ne s'applique qu'aux objets très proches. La seconde consiste à comparer les luminosités apparentes de deux objets supposés identiques. La dernière, celle des *décalages vers le rouge**, est très indirecte, entachée d'incertitudes, mais elle est la seule applicable aux objets lointains.

Le principe de la méthode de parallaxe est très simple : il s'agit d'une triangulation, qui fournit de manière directe et précise les distances des étoiles. Malheureusement elle ne s'applique qu'aux étoiles les plus proches, à l'intérieur ou dans l'environnement proche de notre galaxie, et ne peut être utilisée directement en cosmologie.

Ces étoiles proches jouent néanmoins un rôle très important dans l'estimation des distances des objets plus lointains. Les astronomes sont en effet souvent capables de mesurer le *rapport* entre les distances d'une étoile proche et d'une étoile lointaine. Ce sera donc à partir de celles d'étoiles proches, alors qualifiées d'*indicateurs** *primaires*, que seront estimées les distances des étoiles plus lointaines. Observons par exemple, dans une autre galaxie, une étoile aux caractéristiques (couleur, spectre) identiques à celles d'une étoile proche. Il est raisonnable de supposer leurs éclats absolus identiques. Alors, le rapport des éclats apparents fournit très simplement le rapport des distances. En particulier, les étoiles appelées *céphéides* possèdent des propriétés remarquables, qui les rendent particulièrement aptes à jouer ce rôle : les distances des étoiles céphéides lointaines sont établies par comparaison de leur éclat avec celui des céphéides proches situées dans notre Galaxie. Ainsi, nous estimons les distances des galaxies abritant des étoiles céphéides reconnaissables.

Ainsi s'amorce ce que les astronomes appellent *l'échelle des distances** : on établit, de manière directe, les distances d'*indicateurs primaires*, comme les céphéides. Celles-ci permettent d'établir les distances de galaxies proches. Dans ces galaxies, nous pouvons reconnaître de nouvelles classes d'objets plus brillants, et donc observables dans des galaxies encore plus éloignées (*Figure 1.2*). Ceux-ci joueront à leur tour le rôle d'indicateurs secondaires. Mais tout commence avec la méthode des parallaxes.

1.3.2 Les parallaxes des étoiles proches

La triangulation est la plus simple des méthodes pour mesurer une distance, comme le savent tous les marins. Les astronomes l'ont appliquée depuis longtemps (*Figure 1.3*). Le principe en est simple. Il s'agit d'observer un même objet — une étoile — depuis deux points P_1 et P_2 , éloignés d'une distance B , appelée base. De chacun de ces deux points, on peut mesurer les angles θ_1 et θ_2 que fait l'objet avec l'horizontale.

La trigonométrie donne la valeur de la distance (supposé petite) comme :

$$D = \frac{B \sin \theta_1}{|\theta_1 - \theta_2|}.$$

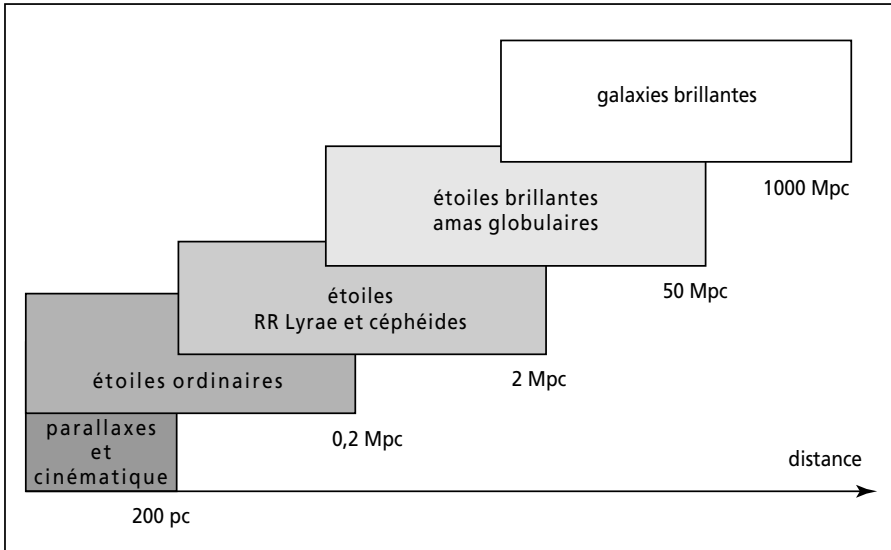


Figure 1.2 – Les indicateurs de distance.

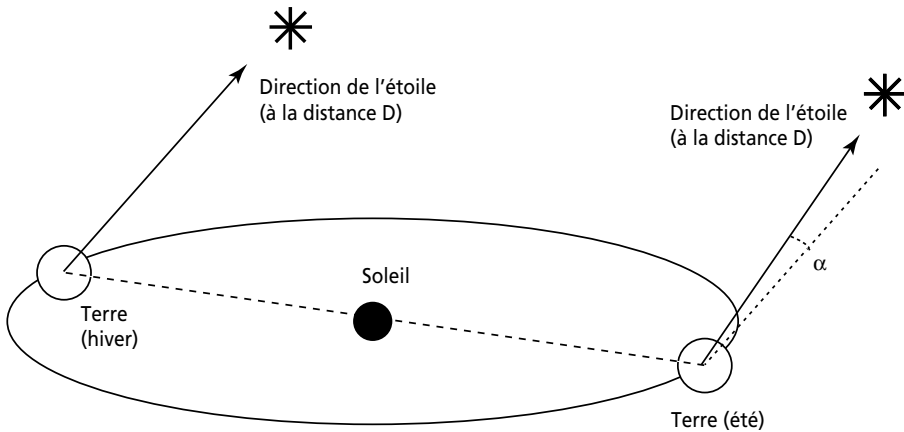


Figure 1.3 – On mesure la distance D d'une étoile par sa parallaxe α .

La précision de la mesure augmente avec la longueur de la base mais aucune longueur sur Terre n'est suffisante pour permettre de trianguler une étoile. Aussi les astronomes jouent-ils sur le mouvement de la Terre autour du Soleil. En observant à six mois d'intervalle, ils se situent à deux positions séparées du diamètre de l'orbite terrestre, qui fait ainsi office de base. Par définition, la parallaxe d'une étoile est la différence angulaire α , mesurée avec cette base.



ENCART 1.4 Les céphéides et la dimension de l'Univers

En 1908, l'astronome américaine Henrietta Leavitt travaille sur les étoiles variables du Nuage de Magellan (que nous connaissons aujourd'hui comme la galaxie la plus proche de la nôtre). En 1912, elle établit qu'il existe, pour ces étoiles, une relation linéaire entre la période T de la variation de luminosité et la luminosité moyenne L . Elle voit bien l'intérêt pour les mesures de distances: la mesure de T donne, grâce à cette relation, celle de L . Et le rapport des luminosités fournit le rapport des distances.

L'astronome Einar Herzprung comprend que ces étoiles variables du Nuage de Magellan sont analogues aux céphéides de notre galaxie. Les céphéides sont des étoiles variables périodiques, de périodes de 1 à 100 jours, dont le prototype est Delta Céphée. À l'époque, aucune parallaxe de céphéide n'était malheureusement mesurée. L'astronome Harlow Shapley, à l'Observatoire du Mont Wilson, s'intéresse à la distribution des amas globulaires de notre galaxie et utilise ces céphéides pour mesurer leurs distances.

Ces observations alimentent un débat initié au début du siècle: quelles sont la forme et les dimensions de notre galaxie? Quelle y est notre position? Les amas globulaires et les nébuleuses spirales en font-ils partie? Ce dernier point remet au jour une idée proposée déjà au XVIII^e siècle, notamment par le philosophe Emmanuel Kant. Après un «Grand Débat» acharné, c'est l'astronome américain Edwin Hubble qui apporte la réponse. Observant systématiquement et opiniâtement des centaines d'étoiles, il en sélectionne quelques-unes. Les observant nuit après nuit, il acquiert la certitude qu'elles sont variables, et mesure les caractéristiques de leurs variations. En 1924, après avoir découvert et observé longuement des étoiles céphéides dans la nébuleuse d'Andromède, il prouve que cette dernière est très éloignée (300 000 pc; valeur estimée aujourd'hui: 1 Mpc), en dehors de notre propre galaxie. Hubble vient de prouver que la nébuleuse d'Andromède est une autre galaxie, et que l'Univers est immense.

Cette méthode est si fondamentale que c'est à partir d'elle que les astronomes ont défini leur unité de distance : le parsec (pc) est la distance d'une étoile dont la parallaxe vaudrait une seconde d'arc (1"). L'étoile la plus proche se situe à 1,3 pc. Autrement dit, on verrait de son emplacement l'orbite terrestre sous un angle de $1/1,3 \approx 0,7''$. On a pu mesurer par cette méthode les parallaxes de quelques milliers d'étoiles, jusqu'à une trentaine de parsecs. Le satellite d'astrométrie Hipparcos, lancé il y a quelques années, a étendu et amélioré cet échantillon. Il a fourni des parallaxes avec une précision du millième de seconde d'arc, correspondant à 10% sur la distance, pour quelques milliers d'étoiles situées à une centaine de parsecs.

1.3.3 L'échelle des distances

Malheureusement, les galaxies extérieures (c'est-à-dire les objets qui intéressent le cosmologue) sont trop lointaines pour relever de cette approche. Le moyen le plus immédiat pour estimer la distance d'une galaxie consiste à comparer son éclat (ou sa dimension) à celui d'une autre galaxie plus proche. Ou plutôt de comparer l'éclat

d'une étoile qu'elle contient à celui d'une étoile de référence similaire, de distance connue : un *étalon* (ou *chandelle*) *standard*. Il suffit pour cela d'appliquer la relation :

$$\text{luminosité vraie} = (\text{luminosité apparente}) * (\text{distance-luminosité})^2$$

Pour la commodité de la méthode, on peut utiliser, plutôt qu'une étoile, une nébuleuse ou un amas d'étoiles (plus brillants, donc plus faciles à repérer). On peut alors se baser non pas sur l'éclat, mais sur la dimension (le diamètre) comme indicateur de distance, selon la formule :

$$\text{diamètre vrai} = (\text{diamètre angulaire}) * (\text{distance-diamètre}).$$

Selon les préceptes de la géométrie euclidienne, les deux formules feraient intervenir la même grandeur appelée distance. Il n'en est pas ainsi lorsque l'espace-temps est courbe : en cosmologie, pour les objets lointains, la *distance-diamètre angulaire* et la *distance-luminosité* (définies par ces deux formules) constituent deux grandeurs véritablement distinctes (voir § 2.2.6). À la fin du XIX^e siècle, l'extension de l'Univers était généralement assimilée à celle de notre galaxie, la Voie lactée, dont les astronomes précisaient la forme et les dimensions.

Dans les années vingt, Edwin Hubble met fin au débat en montrant que la plus brillante de ces nébuleuses spirales, celle d'Andromède, se situe très en dehors de notre propre galaxie, et qu'elle constitue elle-même une autre galaxie. Les astronomes ont alors compris que l'Univers était beaucoup plus vaste que la Voie lactée, et qu'il était peuplé d'innombrables autres galaxies. Pour les galaxies proches, ces grandeurs se confondent et l'on peut parler de distance en toute sérénité. Mais cela n'est plus vrai pour les galaxies ou les quasars les plus lointains.

Pour estimer les distances, les astronomes utilisent une chaîne de références : étoiles variables (céphéides) ou très lumineuses (géantes), nébuleuses gazeuses (régions HII), amas d'étoiles ou même les galaxies elles-mêmes (par exemple, la *relation de Tully – Fischer* énonce que la luminosité intrinsèque d'une galaxie est proportionnelle à la puissance 4 de la dispersion des vitesses internes). Mais ces estimations sont imprécises et laissent subsister des incertitudes importantes dans la détermination des distances des galaxies proches. Ces incertitudes se répercutent sur l'estimation de tout éloignement dans l'Univers : aucune méthode ne permet aujourd'hui d'estimer directement et précisément la distance d'une galaxie ou d'un objet très lointain. Les astronomes utilisent le plus souvent une méthode très indirecte, basée sur la loi d'expansion de l'Univers (décrite ci-dessous) et se fondant sur les mesures de décalages.

Étalons, supernovae

Les qualités requises pour un étalon standard sont d'une part sa forte luminosité, permettant d'en observer des échantillons suffisamment éloignés, et d'autre part la stabilité de cette luminosité. Cette dernière permet d'estimer la luminosité d'un représentant lointain, par comparaison avec celles de représentants plus proches.

Les supernovae semblent particulièrement intéressantes de ce point de vue. Ces étoiles (en train d'exploser à la fin de leur existence) ont des luminosités élevées qui permettent de les observer très loin dans l'univers. Elles sont utilisées comme

étalons cosmologiques, sous l'hypothèse que leur luminosité (mesurée au maximum de leur brillance) reste stable, au prix de certaines corrections. Jusqu'à la dernière décennie, on en connaissait trop peu pour une utilisation cosmologique efficace. On estime en effet qu'il en explose seulement une par siècle environ, dans une galaxie, ce qui nous donne peu de chances d'en observer par hasard une au bon moment. Cependant, des programmes de surveillance systématique du ciel ont été élaborés ces dernières années. Ils ont fourni des échantillons de supernovae, dont les observations ont donné les distances-luminosité, à condition de supposer la permanence de leurs propriétés. La comparaison avec les décalages vers le rouge, mesurés séparément, permet de dresser un *diagramme décalage-luminosité*; ce *test cosmologique* dévoile certaines caractéristiques de la géométrie de l'espace-temps qui abrite ces objets, et dans lequel se propage la lumière qu'ils ont émise.

Des progrès substantiels ont ainsi été récemment accomplis, dans le processus de calibrage de l'univers et la mesure des paramètres cosmiques (voir *Figure 3.1*). Principaux résultats : l'expansion cosmique apparaît accélérée plutôt que ralentie, ce qui correspond à une valeur négative du paramètre q_0 (voir § 3.1.4); en outre la courbure spatiale serait très faible. Ces résultats sont en accord avec ceux qui résultent des observations du fond diffus cosmologique (ou CMB pour Cosmic Microwave Background radiation) et de la distribution de matière cosmique : cet accord augmente notre confiance dans les modèles de big bang, et dans les valeurs des paramètres qui en découlent.

Cela n'empêche pas quelques astronomes de rester dubitatifs à propos des tests à base de supernovae; notamment à cause des incertitudes quant à la permanence de leurs luminosités au cours de l'évolution cosmique. Or, sans cette permanence, le raisonnement s'effondre. Si l'on ajoute quelques incertitudes dans les observations (possibilité d'absorption de la lumière émise par ces objets sur le trajet vers notre galaxie), on comprend que l'on ne puisse accorder une confiance absolue à ces seules méthodes. Toujours est-il que les supernovae constituent probablement aujourd'hui notre meilleure chance : le meilleur étalon standard utilisable pour les tests cosmologiques. C'est pourquoi des programmes d'observations tels que SNAP (*SuperNova and Acceleration Probe*) leur sont consacrés. Les futurs tests cosmologiques devraient par exemple permettre de faire la distinction entre constante cosmologique et énergie exotique; mais aussi peut-être de mettre en évidence l'influence de nouvelles lois physiques (supersymétrie, cordes et branes...) modifiant les lois de la gravitation aux échelles cosmiques. Les programmes consacrés aux supernovae amélioreront également, bien entendu, notre connaissance de la physique de ces astres. Ils apporteront d'autres contributions essentielles à la cosmologie, par les observations de *cisaillement gravitationnel* (voir § 3.1.6).

Une nouvelle classe d'objets cosmologiques a été récemment découverte, celle des *sursauts gamma*. Un sursaut gamma est à l'origine une très brève bouffée de rayonnement gamma (et aussi rayons X), enregistrée par un satellite (les rayons X et gamma ne traversent pas l'atmosphère). Les premiers furent enregistrés dans les années 1960, bien que non encore reconnus comme une classe d'objets astronomiques intéressants. Après bien des controverses, la communauté astronomique a

reconnu la nature extragalactique de ces objets, certains étant même parmi les plus lointains objets jamais enregistrés. Le record appartient au sursaut GRB 090429 (pour Gamma Ray Burst), dont le décalage est estimé à 9.4, ce qui implique un temps de regard en arrière supérieur à la dizaine de G-années (1 G-année = un milliard d'années). Ces flashes extrêmement énergétiques (autour de 10^{50} ergs*) sont sans doute liés à la formation de trous noirs. Les plus longs sont attribués à l'explosion d'étoiles extrêmement massives baptisées hypernovae. Ces dernières se situent dans des galaxies très distantes, beaucoup trop pour que nous puissions les observer. Les plus courts seraient liés à des systèmes binaires impliquant des astres compacts. Quoi qu'il en soit, par leurs très grandes brillances intrinsèques, les sursauts pourraient constituer de bons candidats pour sonder la géométrie de l'espace-temps, c'est-à-dire pour des tests cosmologiques. L'intérêt de la chose a suscité des programmes de surveillance et d'observation qui combinent observations photométriques et spectroscopiques dans divers domaines de longueurs d'ondes (car ces phénomènes émettent aussi en rayons X, ultraviolets, visibles...) : peut-être un aspect important de la cosmologie observationnelle de demain !

1.3.4 L'expansion de l'Univers et le décalage vers le rouge

Les objets astronomiques tels que les galaxies et les quasars sont à peu près immobiles par rapport au cadre que constitue l'Univers. Mais le cadre lui-même n'est pas rigide, ni statique : son expansion entraîne les galaxies et les quasars, qui paraissent s'éloigner de nous. Puisque ce cadre n'est pas matériel — ce n'est qu'un support géométrique —, il nous est impossible d'enregistrer directement son évolution et c'est le mouvement de fuite des galaxies qui la rend apparente. L'expansion de l'Univers, propriété cosmologique fondamentale, est ainsi un fait observationnel. Le fait de reconnaître que cette expansion n'était pas une propriété des galaxies qui la manifestent, mais une propriété du support géométrique cosmique, constitue la démarche de base de la cosmologie de notre siècle (*Figure 1.4*).

La *loi de Hubble* fut énoncée en 1929 : toutes les galaxies (à l'exception de quelques-unes de nos plus proches voisines) s'éloignent de nous. Surtout, pour chaque galaxie, la « vitesse d'expansion » est proportionnelle à l'éloignement : $V_{\text{expansion}} = H_0 D$. Le *paramètre* (ou *constante*) *de Hubble** H_0 mesure le taux d'expansion de l'Univers (voir ci-dessous).

C'est dans un cadre non relativiste que fut établie l'expansion, et nous la présenterons d'abord ainsi pour des raisons de simplicité. C'est néanmoins dans une description relativiste qu'elle prend tout son sens, comme nous le décrirons dans les chapitres 2 et 3.

L'observation permet de mesurer la composante radiale de la vitesse d'éloignement (éventuellement de rapprochement) d'une galaxie, par rapport à nous. Les lois de propagation du rayonnement énoncent en effet qu'un rayonnement (lumière visible ou ondes radio par exemple) reçu d'une source, est en mouvement avec une fréquence différente de sa fréquence d'émission. Des analyses spectroscopiques permettent de mesurer la fréquence de réception $f_{\text{réception}}$.

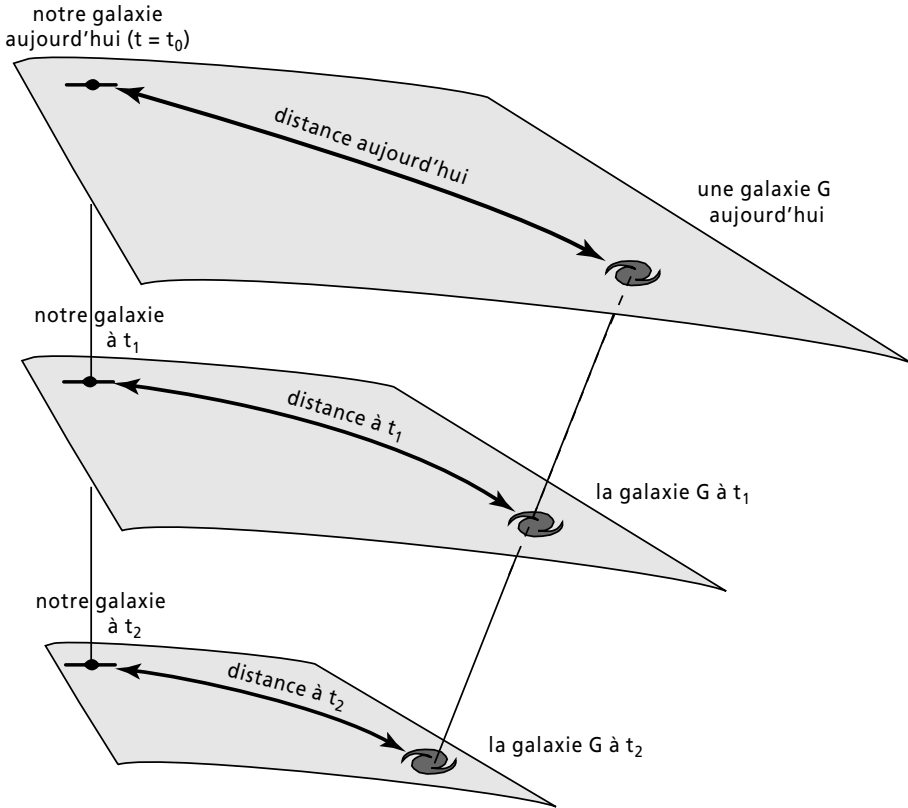


Figure 1.4 – L'expansion de l'Univers.

Nous pouvons par ailleurs connaître celle d'émission $f_{\text{émission}}$ qui résulte des processus d'émission du rayonnement dans la galaxie observée : les lois de la physique, en général de la physique atomique, nous permettent de la calculer. Il s'agit le plus souvent d'une raie spectrale, c'est-à-dire une composante du rayonnement émise (ou absorbée) à une fréquence bien définie.

Le décalage spectral

La quantité fondamentale est le décalage spectral défini comme $z = \frac{f_{\text{émission}}}{f_{\text{réception}}} - 1$.

Les lois de l'effet Doppler énoncent qu'il est lié à la vitesse radiale V de la source

selon la formule $1 + z = \left\{ \frac{1 + V/c}{1 - V/c} \right\}^{1/2}$, qui se réduit à $z \approx V/c$ pour des vitesses

faibles devant la vitesse de la lumière c . En particulier le signe de z indique si la galaxie s'éloigne ou se rapproche de nous.



ENCART 1.5 Slipher, Lemaître, Hubble

Au début du siècle, l'astronome américain Vesto Slipher mesure les décalages vers le rouge de nébuleuses spirales. Annoncés en 1914, ses résultats créent une immense surprise: interprétés selon l'effet Doppler, ils indiquent des vitesses très élevées pour ces objets, des centaines de km.s^{-1} . Slipher est ovationné. Petit à petit, il devient clair que ces vitesses sont non seulement très élevées mais aussi presque toutes positives, c'est-à-dire dans le sens d'un éloignement de notre galaxie. Dès 1917, Slipher conclut que ces nébuleuses se situent en dehors de notre galaxie. Hubble confirmera en 1924 cette idée des «univers-îles».

Il reste à comprendre pourquoi ces vitesses sont si élevées et toujours d'éloignement. L'explication sera trouvée par Georges Lemaître en 1927, mais restera inconnue jusqu'aux années 1930. Edwin Hubble poursuit et complète les observations de Slipher. En 1929, il énonce la loi empirique qui porte aujourd'hui son nom, mais sans faire allusion à l'expansion de l'Univers (dont Slipher avait proposé l'idée en 1921). La communauté scientifique comprend l'intérêt cosmologique des résultats de Slipher et Hubble, mais ne sait les expliquer.

Les travaux de Lemaître (qui avait déjà lui-même énoncé en 1927 la «loi de Hubble») sont finalement découverts et complétés. La communauté interprète les décalages comme le signe d'une expansion de l'Univers, dont les modèles cosmologiques, établis par Alexandre Friedmann et Georges Lemaître, rendent parfaitement compte.

La loi de Hubble $V_{\text{expansion}} = H_0 D$ énonce la proportionnalité entre vitesses d'éloignement (interprétées à partir des décalages comme indiqué plus haut) et éloignements des galaxies. La valeur de H_0 a longtemps fait l'objet d'une vive controverse entre les astronomes, les uns partisans d'une valeur voisine de 50, les autres de l'ordre de 100, en unités de $\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ (kilomètre par seconde et par mégaparsec) alors que les valeurs initiales proposées par Lemaître et Hubble étaient de l'ordre de 500. Aujourd'hui, les observateurs s'accordent sur une valeur voisine de 70 à 10% près. L'incertitude résulte du manque de « calibration » parfaite de la loi de Hubble, c'est-à-dire de mesures simultanées de distances et de vitesses pour le plus grand nombre possible d'objets lointains. L'échelle des distances (§ 1.3.3) fournit les distances des galaxies de calibration avec une précision limitée. L'imprécision rejaillit sur H_0 . Elle pèse sur toutes les estimations de distances des objets cosmiques lointains.

La loi de Hubble relie donc le décalage vers le rouge z d'une galaxie à sa distance par l'intermédiaire de H_0 . Les cosmologues ont depuis longtemps pris l'habitude de représenter les éloignements des objets auxquels ils s'intéressent par la quantité z . Bien souvent en effet, seule la valeur de z nous est accessible et son usage se révèle extrêmement pratique. Selon l'interprétation classique du décalage, la mesure de z fournit la vitesse $V_{\text{expansion}}$ qui fournit elle-même la distance D par application de la loi de Hubble. Pour les galaxies ou les quasars, cette détermination est la plus couramment utilisée, bien souvent la seule disponible. Malheureusement elle se révèle imparfaite pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, la conversion de z en distance nécessite l'intervention des paramètres cosmologiques, et en premier lieu H_0 , dont la connaissance reste imparfaite, comme nous l'avons vu. Par commodité, on introduit le paramètre sans dimension $h_0 = H_0/100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, que l'on glisse dans certaines formules. Celles-ci deviennent (presque) exactes, l'incertitude sur la valeur de H_0 étant incluse dans l'unité $h_0^{-1} \text{ Mpc}$ utilisée.

Second problème, la vitesse d'une galaxie ne se limite pas à sa vitesse d'expansion (celle qui apparaît dans la loi de Hubble) : parce qu'elle est attirée par un amas de galaxies voisin, elle peut posséder une vitesse additionnelle (dite « particulière », qui se superpose au mouvement « collectif » d'expansion). Cette contribution inconnue rend inefficace la loi de Hubble pour toute application précise. Ainsi par exemple, nous savons que les galaxies les plus proches de nous (y compris la nôtre), sont attirées vers l'amas de Virgo, le plus proche de nous. Pour estimer les distances de ces galaxies proches à partir de leurs décalages, il faut tenir compte du fait qu'une vitesse de « chute sur Virgo » s'ajoute à leur vitesse d'expansion. Les modèles proposés pour corriger cet effet, et permettre de bonnes estimations de distance, ne donnent pas pleinement satisfaction.

1.3.5 Éloignement dans l'espace, éloignement dans le temps

Un problème encore plus fondamental concerne les objets lointains (au-delà d'une centaine de Mpc environ). Les galaxies les plus lointaines sont vues non pas telles qu'elles sont aujourd'hui, mais telles qu'elles étaient il y a un temps Δt : Le *temps de regard en arrière* est la durée Δt mise par la lumière pour nous parvenir depuis qu'elle a été émise par la galaxie. Il est de l'ordre de D/c , où D est la distance de la galaxie (*Figure 1.5*). Pour une galaxie à un milliard d'années-lumière par exemple, ce rayonnement a été émis il y a un milliard d'années (environ). Mais à cette époque, l'Univers était plus jeune qu'aujourd'hui (de Δt précisément) et sa vitesse d'expansion était différente. Faut-il, dans la loi de Hubble, utiliser la valeur actuelle H_0 ou la valeur d'alors ? Le seul moyen de rendre compte correctement de tels effets consiste à formuler, et interpréter, la loi de Hubble dans le cadre de la relativité générale, le seul convenable.

Nous verrons qu'il est possible de déduire la distance ou la date d'un événement cosmique dont nous connaissons le décalage z . Mais cela exige de connaître la loi d'évolution du paramètre de Hubble H en fonction du temps, autrement dit la loi d'expansion. Celle-ci dépend elle-même des paramètres dynamiques de l'Univers. En d'autres termes, il faut avoir adopté un modèle cosmologique.

Il existe un moyen d'éviter toute ambiguïté liée au paramètre de Hubble ou au modèle cosmologique : c'est de repérer les galaxies ou autres objets par leur décalage z . C'est celui que les astronomes ont choisi, pour son double avantage. D'une part, c'est la quantité directement mesurée : les erreurs de l'échelle des distances n'interviennent donc pas. D'autre part, l'usage de z , contrairement à celui des distances, ne présuppose pas le choix d'un modèle cosmologique.

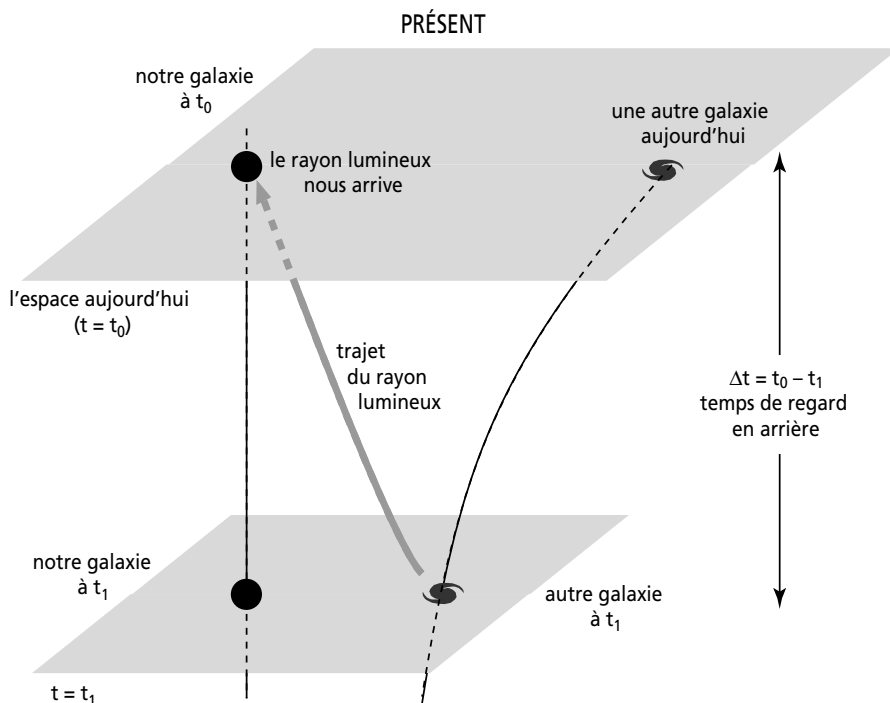


Figure 1.5 – Le temps de regard en arrière.

L'usage de z nous donne d'ailleurs une première occasion de méditer sur la nature — mi-spatiale, mi-temporelle — des intervalles qui nous séparent des galaxies que nous observons. En effet (à cause du temps de propagation de la lumière qui nous arrive) nous recueillons un rayonnement que la galaxie observée a émis il y a très longtemps, souvent plusieurs G-années (temps de regard en arrière) : l'Univers était alors d'autant plus jeune que le décalage z de la galaxie est élevé (Figure 1.6).

Ainsi z , directement mesuré, repère un éloignement à la fois dans l'espace et dans le temps : des valeurs de z plus élevées correspondent à des événements plus reculés dans le passé. Les décalages des galaxies sont le plus souvent inférieurs à l'unité mais on observe aujourd'hui des galaxies ou des quasars beaucoup plus lointains. Le record est attribué à un ensemble de galaxies observées avec le VLT (*Very Large Telescope*) de l'ESO (*European Southern Observatory*) : leurs décalages vont de 4,8 à 5,8, et même une valeur de 6,6 pour l'une d'entre elles. Reste que l'événement le plus ancien observable est le fond diffus cosmologique, à un décalage $z \approx 1\,100$. Les tout premiers instants de l'Univers (inobservables) correspondraient à des valeurs de plus en plus élevées de z (le tout début de l'expansion à z infini). Seule une description relativiste de l'Univers permet de prendre correctement en compte ces effets.

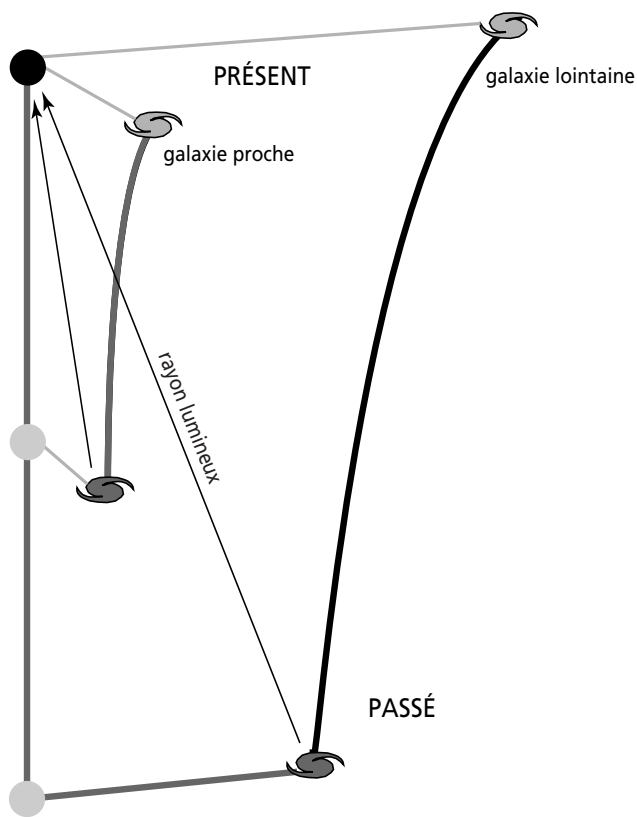


Figure 1.6 – Les objets loin dans l'espace sont vus loin dans le passé.

L'UNIVERS RELATIVISTE

2

PLAN

2.1 Les relativités

2.2 Cosmographie relativiste

2.1 LES RELATIVITÉS

L'expansion de l'Univers, un fait d'observation, nous oblige à revoir notre conception de l'espace et du temps. Un pas conceptuel important, puisqu'il exige d'abandonner l'idée d'espace absolu et rigide (celui de la physique newtonienne) et d'accepter celle d'un espace qui se dilate ! Nous verrons comment la théorie de la relativité générale permet, et même implique, une telle expansion. Cette théorie permet de considérer une géométrie munie d'une évolution propre, notion tout à fait contradictoire avec l'idée d'espace absolu et rigide de la physique newtonienne. Elle dépouille de leur caractère d'absolu et d'indépendance les notions de temps et d'espace, imposant de les remplacer par celle d'*espace-temps**. Un espace-temps qui, de plus, doit être muni d'une structure géométrique complexe. Tel est le cadre dans lequel doit être décrite la cosmologie.

2.1.1 La relativité restreinte

C'est à Einstein que nous devons les deux théories de la relativité, restreinte et générale (la seconde englobant la première). La relativité restreinte décrit un espace-temps virtuel, sans phénomènes gravitationnels, mais où déjà il est possible de comprendre bon nombre de problèmes liés à la causalité, à la notion d'espace-temps. La relativité générale est néanmoins indispensable à une description cosmologique puisqu'elle seule permet de traiter de manière cohérente les phénomènes gravitationnels à l'échelle du cosmos.

L'énoncé essentiel de la relativité restreinte postule la vitesse de la lumière constante (dans le vide), quel que soit l'état de mouvement de la source ou de l'observateur. Aucun objet n'est donc contemporain de celui qui l'observe : la lumière met environ 8 minutes pour nous arriver du Soleil, plusieurs années d'une étoile plus éloignée ; éventuellement plusieurs milliards d'années d'une galaxie lointaine, ce que l'on

appelle le *temps de regard en arrière** (voir § 1.3.5). Regarder loin dans l'espace, c'est donc aussi regarder loin dans le passé et observer des « tranches d'univers » d'autant plus anciennes qu'elles sont éloignées : telle galaxie lointaine est observée très jeune, surprise peu après sa naissance, telle qu'elle était il y a quelques milliards d'années. Telle autre au contraire, plus proche, nous apparaît après avoir évolué des milliards d'années. Nul doute que ces deux objets sont différents, autant qu'un vieillard d'un nourrisson.

Ce qui nous sépare d'une galaxie, c'est donc autant un intervalle spatial (une distance) qu'un intervalle temporel (une durée). Ce n'est en fait ni l'un ni l'autre (ou les deux à la fois) et c'est une des originalités, et une des difficultés de la cosmologie.

Dès qu'il s'agit du cosmos lointain, il faut donc tenir compte de cette mixité des intervalles : ne plus parler de points de l'espace mais d'événements de l'espace-temps : une galaxie là-bas et autrefois, une autre ici et maintenant. C'est pourquoi, plutôt que de caractériser un objet observé par sa distance spatiale ou temporelle (le temps mis par la lumière pour nous parvenir) il est beaucoup plus avantageux d'utiliser le décalage z , grandeur « mixte » idéale pour les cosmologues.

La relativité einsteinienne nous oblige d'ailleurs à une telle révision. Elle énonce en effet que distances et durées ne sont que des notions relatives, qui dépendent de l'état de l'observateur. La seule quantité absolue se construit précisément à partir d'un intervalle mixte, combinant aspects spatial et temporel, sous la forme d'une métrique spatio-temporelle.

2.1.2 L'Univers de la relativité générale

La *relativité générale** oblige à une révision encore plus fondamentale. En physique non relativiste, la géométrie est simple (euclidienne, celle que nous apprenons à l'école, où l'on ne revient jamais à son point de départ en allant toujours tout droit, etc.). Les modèles d'univers qui ne tiennent pas compte de la relativité générale sont donc très simples : l'espace ne peut qu'être muni de cette géométrie ordinaire qui n'évolue pas au cours du temps. Le discours sur l'Univers est alors rapidement limité, faute d'objet. Il est d'ailleurs impossible de donner dans ce cadre une description tout à fait cohérente de l'Univers.

Au contraire, la relativité générale offre une riche diversité de géométries possibles, dont la géométrie euclidienne n'est qu'un cas bien particulier. Ces géométries définissent par exemple (bien que non totalement) l'extension spatiale de l'Univers, finie ou infinie, les lois de propagation de la lumière et bien d'autres propriétés qui sont triviales dans la géométrie ordinaire. En second lieu, cette géométrie n'est pas statique, mais peut évoluer au cours du temps : l'Univers ne possède pas seulement une structure, il possède aussi une histoire.

La relativité nous invite à concevoir simultanément la géométrie de l'espace et l'évolution temporelle de cette géométrie, comme deux aspects d'une géométrie « élargie ». Celle-ci se consacre non pas au seul espace (avec trois dimensions telles que hauteur, largeur, profondeur) mais à l'espace-temps à quatre dimensions, le rôle

de cette quatrième dimension étant joué par le temps. Il vaut mieux ainsi évoquer une « chronogéométrie », qui traite d'une manière relativement semblable les aspects géométriques et chronométriques du cosmos. C'est une façon de s'accommoder du fait que temps et espace absolus n'existent plus.

Trois nouveautés conceptuelles au moins, dues à la théorie de la relativité, doivent être intégrées à la cosmologie. Elles compliquent la réflexion, mais l'enrichissent énormément. Elles constituent une base indispensable à la cosmologie moderne. Il s'agit d'une part du remplacement de la notion d'espace et de temps séparés par celle d'espace-temps (un acquis de la relativité restreinte) ; d'autre part de la possibilité d'envisager une géométrie non triviale (non euclidienne), et enfin une évolution pour cette géométrie généralisée.

Une première difficulté provient alors du fait que nous avons l'habitude de la géométrie à trois et non pas quatre dimensions. De la droite au plan, puis à l'espace « ordinaire », on évolue de une, à deux et trois dimensions. Mais il nous est impossible de nous représenter ce que serait le pas suivant pour arriver à un espace, même euclidien, à quatre dimensions.

Une seconde difficulté provient des propriétés structurales inhabituelles de cette géométrie. Ce que l'on exprime quelquefois en parlant de *courbure* de l'espace ou de l'espace-temps. Les mathématiciens appellent *variété** (et plus particulièrement dans le cas qui nous occupe, *variété riemannienne* ou *pseudo-riemannienne*) un tel espace (ou espace-temps) généralisé. On peut dire que la *variété espace-temps* est aussi complexe et riche en structure, par rapport à un espace euclidien à quatre dimensions, qu'une surface arbitraire peut l'être par rapport au plan. Heureusement, les mathématiques permettent de décrire de telles structures, non pas globalement mais plutôt en s'intéressant à leurs propriétés (dites métriques) en chaque point. Celles-ci permettent de calculer des longueurs et des durées, ou plutôt des *intervalles* combinant les deux puisque les propriétés temporelles doivent se joindre aux propriétés spatiales. Toute la structure géométrique du cosmos (incluant, rappelons-le, sa propre évolution) est exprimée par une expression que l'on appelle la *métrique** ds^2 .

C'est le propre des théories dites *métriques* que de permettre de considérer une géométrie déformée de l'espace-temps. Parmi toutes les théories dites *métriques*, la relativité générale est la plus séduisante, la mieux vérifiée par l'expérience. Elle se distingue des autres par la manière dont elle prédit que le contenu énergétique de l'Univers détermine sa structure chronogéométrique. C'est pourquoi le problème cosmologique passe par l'examen du contenu de l'Univers. Construire un modèle de l'Univers, c'est résoudre, au moins partiellement, les équations de la relativité générale, appelées *équations d'Einstein* : cela permet de connaître la structure géométrique (et son évolution que l'on ne peut, rappelons-le, dissocier), à partir du contenu. N'ayant qu'une information partielle sur le contenu de l'Univers, il est nécessaire d'introduire des hypothèses pour aller de l'avant (par exemple celle d'homogénéité de l'espace, sous le nom de principe cosmologique).

2.1.3 La métrique de l'espace euclidien

La cosmologie relativiste, implique l'usage d'une métrique, outil mathématique indispensable pour considérer les propriétés de l'espace-temps. On peut comprendre la signification du concept de métrique en l'appliquant à l'espace ordinaire muni de trois dimensions. Un point Y est repéré par ses trois coordonnées (x, y, z) . Entre deux points très proches, séparés des petites quantités dx en hauteur, dy en largeur et dz en profondeur, le carré de la distance s'écrit

$$d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (1)$$

et $d\sigma$ s'appelle *l'intervalle élémentaire de métrique*. La distance entre deux points s'obtient tout simplement comme l'intégrale de cet intervalle $d\sigma$. Pour l'espace ordinaire, l'intégrale est triviale et conduit à la formule ordinaire de la distance entre deux points.

Nous aurions tout aussi bien pu écrire la métrique de l'espace ordinaire en coordonnées non pas *cartésiennes*, mais *sphériques*, *cylindriques* ou autres. Par exemple, en coordonnées sphériques, elle s'écrit (Figure 2.1)

$$d\sigma^2 = dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (2)$$

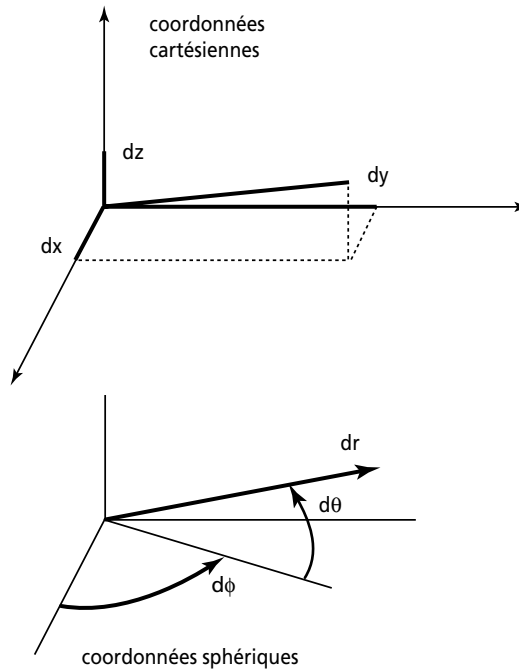


Figure 2.1 – Coordonnées pour la métrique euclidienne.

Il suffit, bien entendu, de faire un changement de coordonnées pour passer d'une forme à l'autre. Toutes deux expriment la même géométrie (ordinaire) de manières

différentes. Peu importe que l'on utilise l'une ou l'autre pour calculer la distance entre deux points.

La métrique permet de calculer des distances spatiales, mais aussi des surfaces ou des volumes. Par exemple, le volume élémentaire, de dimensions dx , dy et dz , s'écrit $d^3V = dx dy dz$, ou bien, en coordonnées sphériques, $d^3V = r^2 dr d\theta \sin\theta d\phi$. Le volume d'une portion d'espace est l'intégrale (triple) de d^3V dans la portion considérée. Par exemple, pour le calcul du volume d'une sphère de rayon R , dans l'espace ordinaire, les intégrales angulaires se séparent et donnent 4π (l'angle solide correspondant à tout l'espace), tandis que la partie radiale s'intègre en $R^3/3$, ce qui donne le volume de la sphère $4/3\pi R^3$.

2.1.4 Les métriques des espaces courbes

La métrique d'un espace courbe est, bien entendu, plus complexe, et c'est ce qui en constitue la spécificité. Les modèles cosmologiques couramment utilisés font l'hypothèse d'un espace homogène et isotrope, et nous nous restreindrons à ces cas. Les théorèmes mathématiques nous enseignent alors qu'il n'existe (localement) que trois types de géométries possibles. Leurs métriques sont relativement simples, et se distinguent par la valeur d'un *paramètre de courbure** k . On parlera alors d'espaces de type sphérique ($k = 1$), plat ($k = 0$) ou hyperbolique ($k = -1$). La métrique d'un espace homogène peut toujours se mettre sous la forme

$$d\sigma^2 = d\chi^2 + [S_k(\chi)]^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (3)$$

où nous avons utilisé les coordonnées sphériques. La fonction S_k est définie selon le signe de k :

$$\begin{aligned} S_k(\chi) &= \text{sh}\chi, & \text{pour } k = -1 \\ S_k(\chi) &= \chi, & \text{pour } k = 0 \\ S_k(\chi) &= \sin\chi, & \text{pour } k = 1. \end{aligned} \quad (4)$$

C'est la métrique d'un espace de courbure négative, nulle ou positive, respectivement.

Une première remarque guidera notre interprétation : lorsque $k = 0$, on retrouve exactement la métrique de l'espace euclidien (en coordonnées sphériques) donnée par la formule (2), où χ joue le rôle de la coordonnée radiale. La géométrie euclidienne ordinaire est en effet l'une des possibilités pour un espace homogène isotrope (c'est cette géométrie qui est évoquée lorsque l'on déclare que « l'Univers est plat »). Mentionnons cependant l'impossibilité, en toute rigueur, de montrer que l'espace est plat. La coordonnée χ (plus souvent appelée r en géométrie usuelle) varie de 0 à l'infini. La coordonnée angulaire θ (l'analogue d'une latitude, ou d'une déclinaison en astronomie) varie de 0 à π ; et ϕ (l'analogue d'une longitude, ou d'une ascension droite en astronomie) de 0 à 2π . L'espace à courbure négative est également décrit par χ allant de 0 à l'infini. Celui à courbure positive est décrit par χ allant de 0 à π seulement.

On peut écrire cette même métrique sous une autre forme équivalente, en utilisant $r = S_k(\chi)$ comme coordonnée radiale, plutôt que χ :

$$d\sigma^2 = (1 - k r^2)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (5)$$

On a utilisé la notation abrégée $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ pour la partie angulaire. Le facteur $(1 - kr^2)$ au dénominateur exprime l'existence de la courbure.

La coordonnée r varie de 0 à l'infini si $k = 0$ ou -1 . Mais, pour un espace de courbure positive, r varie de 0 à 1 pour la première moitié de l'espace (où χ va de 0 à $\pi/2$). Pour décrire l'autre moitié (χ de $\pi/2$ à π), il faut refaire décroître r de 1 à 0. Ceci est souvent source de confusion (Figure 2.2).

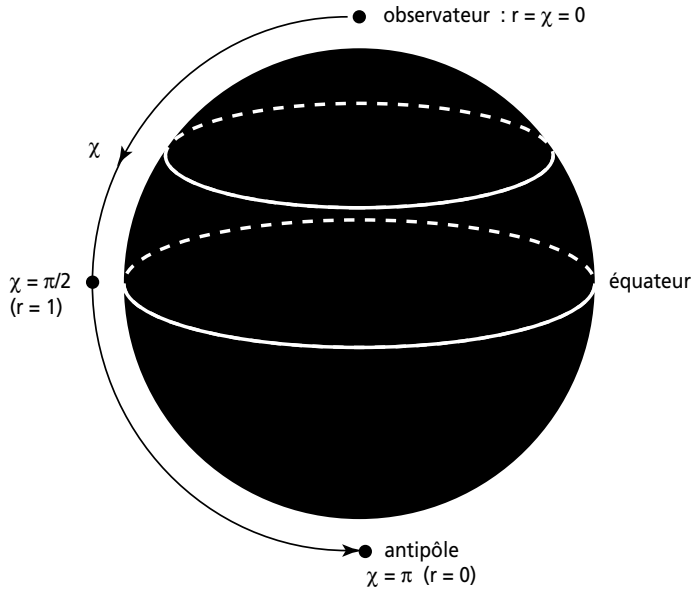


Figure 2.2 - L'espace sphérique est de volume fini. Il se mesure par la coordonnée χ .

2.1.5 Longueurs et volumes

La valeur de la constante k indique le signe de la courbure (nulle si $k = 0$). Selon des procédures similaires au cas sans courbure, la métrique permet de calculer longueurs, angles, volumes, etc. La comparaison avec l'espace ordinaire, sans propriétés structurales (c'est-à-dire sans courbure), guide l'analyse des propriétés de la géométrie courbe. Pour ce faire, nous choisirons notre position comme origine de coordonnées, $r = 0$ (ou $\chi = 0$). Ainsi les coordonnées r, θ, ϕ (ou bien χ, θ, ϕ) s'identifient à des coordonnées sphériques centrées sur l'observateur.

Considérons un autre point de l'espace, de coordonnée radiale $r = r_1$ (ou, de manière équivalente $\chi = \chi_1$). Nous pouvons supposer, sans particulariser le problème, que ses autres coordonnées ont pour valeur $\theta = \phi = 0$. L'intégrale de la métrique donne immédiatement la distance entre ce point et nous, soit $\chi_1 = \text{Arc } S_k(r_1)$. La fonction $\text{Arc } S_k(r)$ est définie comme l'inverse de la fonction S_k , soit $\text{Arcsin}(r)$ pour $k = 1$, r pour $k = 0$, et $\text{Argsh}(r)$ pour $k = -1$.

La coordonnée χ s'interprète donc comme la distance spatiale entre un point et nous. Dans l'espace-temps, nous verrons qu'elle s'identifie (à un facteur multiplicatif près) à ce que l'on appelle *distance propre*. Cela rend apparent le fait que, contrairement à un usage assez répandu, il est pratique d'utiliser la coordonnée χ , plutôt que r .

La différence avec l'espace ordinaire apparaît par exemple lors du calcul de la circonférence d'un cercle centré sur l'observateur (nous-même) et passant par le point de coordonnée r_1 (ou χ_1 , selon la description choisie). En effet, un tel cercle (que l'on peut supposer à θ constant) est défini par $r = r_1$, ϕ variant de 0 à 2π . La longueur de sa circonférence s'obtient donc en portant $dr = 0$, $r = r_1$, et $\theta = \pi/2$, dans l'expression de la métrique, soit $d\sigma = r_1 d\phi$. Cela donne par intégration $2\pi r = 2\pi S_k(\chi)$, soit $2\pi \sinh \chi$, pour $k = 1$, $2\pi \chi$ pour $k = 0$, ou $2\pi \sinh \chi$ pour $k = -1$.

Ces calculs montrent que la coordonnée χ représente une distance radiale, un rayon, alors que la coordonnée r représente (au facteur 2π près) une circonférence. Ces notions, confondues dans l'espace *euclidien*, deviennent différentes dès que les effets de courbure se manifestent.

Le rapport de la circonférence d'un cercle à son rayon vaut donc, selon nos calculs, $\frac{2\pi S_k(\chi)}{\chi}$. Ce n'est que dans le cas euclidien qu'il vaut 2π . Il est inférieur ou supérieur, selon que la courbure est positive ou négative, respectivement (*Figure 2.3*).

On en déduit immédiatement que dans le modèle sphérique, la distance entre deux points ne saurait dépasser π , puisque la coordonnée varie de 0 à π (de même l'angle séparant deux points sur la surface d'une sphère est toujours inférieur à π).

Les effets de courbure se manifestent également lors des calculs de volumes. L'élément de volume s'écrit

$$d^3V = d\chi [S_k(\chi)]^2 d\theta \sin\theta d\phi = (1 - kr^2)^{-1/2} dr r^2 d\theta \sin\theta d\phi,$$

qu'il suffit d'intégrer dans le domaine de coordonnées adéquat. On peut ainsi calculer le volume d'une sphère centrée sur l'observateur, qui ne se réduit à la valeur usuelle $4\pi r_1^3/3$ que dans le cas euclidien ($k = 0$).

Les dimensions de l'Univers

Ces formules peuvent être appliquées à l'Univers entier : dans l'espace euclidien comme dans l'espace hyperbolique, la distance propre d'un point peut aller jusqu'à l'infini (puisque elle est proportionnelle à la coordonnée χ qui elle-même va jusqu'à l'infini). Il en est de même pour la circonférence d'un cercle centré sur l'observateur, et pour le volume d'une sphère centrée sur l'observateur. Ces quantités tendent vers l'infini avec la coordonnée χ . Ces deux types d'espace sont donc de volume infini.

Le cas sphérique est différent. La totalité de l'espace est décrite par la coordonnée χ variant de 0 à π (comme la latitude sur la surface d'une sphère). Dans ce cas, il est assez facile de voir que, la distance maximale d'un point à l'observateur vaut précisément π . Le point correspondant est le point de l'espace le plus éloigné de l'observateur. Il est unique, et nommé le *point antipodal*, par analogie avec la situation à la surface de la sphère. La coordonnée r y prend la valeur 0, de sorte qu'une circonférence centrée sur l'origine et passant par ce point est de longueur nulle. Rien d'étonnant

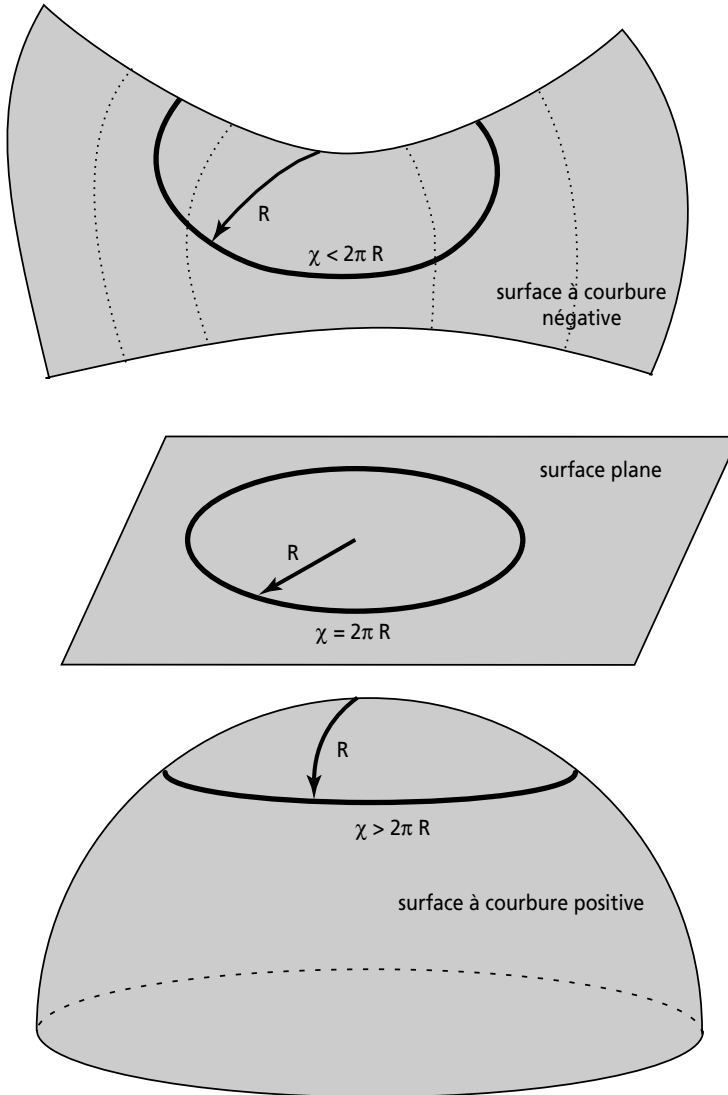


Figure 2.3 – La circonférence d'un cercle de rayon R est supérieure, égale ou inférieure à $2\pi R$ selon que la courbure de l'espace est négative, nulle ou positive.

puisqu'elle se réduit à un point ! Il est assez facile de vérifier que le volume d'une sphère centrée sur l'observateur, et passant par le point antipodal, vaut $2\pi^2$, et que tous les points de l'espace y sont contenus : l'espace sphérique est donc de volume fini $2\pi^2$. On peut aussi remarquer que la valeur maximale de la circonférence d'un cercle centré sur l'observateur vaut 2π , et correspond à la valeur maximale 1 de la coordonnée r (ou $\pi/2$ de χ). On l'appelle parfois *équateur* (Figure 2.2).



ENCART 2.1 Topologie cosmique

La métrique de l'espace, ou de l'espace-temps, est une propriété géométrique *locale*, en ce sens qu'elle décrit certaines propriétés dans une région limitée de l'espace ou de l'espace-temps. C'est essentiellement par la métrique que la relativité générale exprime les propriétés de l'espace-temps. Elle le fait donc localement. Pourtant, le cosmologue s'intéresse aussi à des propriétés globales: l'espace est-il fini ou infini? Quel est son volume, sa circonférence?

Même si le principe cosmologique impose que la métrique soit partout la même dans l'espace, cela ne suffit pas pour répondre à ces questions. Connaître la métrique peut apporter des contraintes, mais pas de réponse complète. Par exemple, si l'on sait que la courbure de l'espace (qui dépend de la métrique) est partout positive, cela impose que l'espace soit fini, sans permettre toutefois de calculer son volume ou sa circonférence.

Ceci nécessite une information géométrique supplémentaire, de nature *topologique*: savoir si l'espace est simplement connexe ou multiconnexe. Dans les modèles cosmologiques «ordinaires», il est implicitement supposé que l'espace est simplement connexe. Mais, dès les premiers temps de la cosmologie relativiste, certains physiciens comme Eddington, Friedmann, Lemaître, avaient fait remarquer que l'espace pouvait être également multiconnexe, c'est-à-dire pourvu d'une topologie complexe et non pas triviale.

À partir d'un modèle simplement connexe, on peut en général définir un modèle multiconnexe, en supposant l'espace «refermé sur lui-même». Cela revient à assimiler la totalité de l'espace physique à un certain «polyèdre fondamental» (dessiné dans un espace fictif appelé «recouvrement universel») dont les faces opposées sont convenablement identifiées: un mobile, ou un rayon lumineux, arrivant à cette face, se retrouve «de l'autre côté» (alors que son mouvement reste parfaitement continu) et se dirige (par exemple) dans la direction de son point de départ. Dans ce cas, l'espace peut être fini (et de volume calculable, même si sa courbure est nulle ou négative).

Rien ne s'oppose à ce que notre espace soit multiconnexe. Seules les observations peuvent permettre de trancher. Dans un tel cas, les rayons lumineux auraient la possibilité de faire un, deux, ou plusieurs tours de l'univers, depuis leur émission par une source cosmique (galaxie) jusqu'à leur réception par nous-mêmes. Résultat, de chaque source réelle, nous verrions plusieurs «images fantômes».

Les recherches de telles images fantômes n'ont donné aucun résultat. Cela impose à un éventuel univers multiconnexe une taille supérieure au milliard de parsec (environ), ce qui laisse la possibilité d'un univers multiconnexe avec une dimension T supérieure à cette valeur. Dans un tel cas, toute source cosmique située (apparemment) au-delà de T serait l'image fantôme d'un objet cosmique en réalité plus proche. Nous serions soumis à une vaste «illusion cosmique».

Des traces de cette multiconnexité pourraient être décelables dans l'image que nous livre le fond diffus cosmologique (voir § 4.2). Cela pourrait se produire si T était comparable (ou inférieure) à la «taille» de cette image, c'est-à-dire à la dimension de la surface de dernière diffusion. Précisément, les observations récentes du fond diffus cosmologique par le satellite WMAP (voir § 4.2) avaient montré des détails inattendus: un spectre de puissance angulaire des anisotropies à un niveau plus faible que prévu, aux plus grandes échelles angulaires. Il avait été suggéré que cela pourrait être une trace de multiconnexité de l'espace (voir *L'Univers chiffonné*, *op. cit.*).

2.1.6 Les métriques de l'espace-temps

Nous avons étudié la métrique de l'espace. Du point de vue de la relativité, ou de la cosmologie, l'espace est une section « à temps constant » de l'espace-temps (ce qui ne suffit pas pour le définir, en toute rigueur, car la notion de temps est ambiguë). Écrire des métriques séparées pour l'espace et le temps implique de travailler séparément dans l'espace et dans le temps. Mais ce n'est jamais pertinent en cosmologie. Par exemple, le trajet d'un rayon lumineux ne s'effectue ni à position constante, ni à temps constant. Il est rare, en cosmologie, d'être confronté à un problème concernant les propriétés spatiales seules (et non temporelles). En effet, les objets lointains nous apparaissent toujours avec un temps de regard en arrière. Néanmoins, l'analyse des propriétés spatiales était indispensable pour comprendre quel type d'espace décrit ce genre de métrique.

La relativité implique de travailler dans l'espace-temps à quatre dimensions et donc de manipuler d'autres intervalles que de pures distances ou de pures durées : il faut définir une métrique de l'espace-temps. L'univers de la relativité restreinte (l'espace-temps de Minkowski) conviendrait pour décrire un univers sans gravitation. Il est irréaliste, mais sa simplicité illustre sur un cas simple certains des problèmes cosmologiques fondamentaux. Sa métrique s'écrit sous une forme très simple. Tout d'abord, afin que les unités soient compatibles, l'unité de temps est multipliée par un facteur constant, la vitesse de la lumière c . Alors la métrique s'écrit en retranchant les contributions de l'espace et du temps. À cause de ce signe moins, la métrique de l'espace temps est dite *minkowskienne* (ce qui apparaîtra comme un cas particulier des métriques *lorentziennes*). Entre 2 événements séparés de dx , dy , dz dans l'espace et de dt dans le temps, l'intervalle s'écrit $ds^2 = c^2 dt^2 - d\sigma^2$, où $d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$ représente la métrique spatiale euclidienne, écrite plus haut. Le temps t (ou plutôt ct) joue donc (avec le signe moins, d'importance fondamentale) le rôle d'une quatrième dimension, exprimée en coordonnées cartésiennes. (À noter que certains auteurs utilisent une autre convention, en mettant un signe *plus* devant la partie spatiale, et *moins* devant la partie temporelle ; les deux *signatures* sont à peu près autant utilisées l'une que l'autre dans la littérature.)

Cette métrique permet à un observateur donné, de connaître la distance spatiale entre deux points au même instant. Cela implique que la partie temporelle dt qui les sépare est nulle. La métrique spatiale s'obtient alors comme $d\sigma^2 = -ds^2$, à intégrer entre les valeurs des coordonnées spatiales des deux points. Il est à noter, répétons-le, qu'un autre observateur, en mouvement par rapport au premier, ne trouverait pas le même résultat à cette opération.

On peut aussi calculer le temps écoulé entre deux événements occurring « au même endroit ». Ils possèdent les mêmes coordonnées spatiales, et c'est donc cette fois la partie spatiale de la métrique qui s'annule de sorte que l'on retrouve l'intervalle de temps $ds = dt$.

La relativité restreinte suppose l'espace, et l'espace-temps plats, sans courbure, c'est-à-dire euclidiens. C'est pourquoi la forme de la métrique est si simple.

Au contraire, la relativité générale munit l'espace-temps d'une structure beaucoup plus riche, et décrite par une métrique plus complexe.

2.1.7 La métrique de l'espace-temps courbe

La métrique exprime les propriétés de l'espace-temps de manière locale : l'intervalle élémentaire invoque les différences relatives à chacune des coordonnées utilisées (spatiales et temporelles). Les formes les plus générales de cette métrique peuvent être très complexes mais nous nous restreindrons aux cas simples où la partie spatiale décrit un espace homogène et isotrope.

Dès lors qu'il est énoncé que la structure de l'Univers se décrit par une métrique, deux problèmes se posent : comment, et à partir de quoi, déterminer cette dernière ? En outre, une fois qu'elle est connue, comment en déduire la structure de l'Univers et son évolution ? La réponse à la première question est donnée par la relativité générale qui stipule que la métrique est déterminée par le contenu énergétique de l'Univers, selon l'équation d'Einstein.

2.2 COSMOGRAPHIE RELATIVISTE

2.2.1 L'Univers homogène isotrope

Nous examinerons plus loin les équations d'Einstein qui permettent de calculer la métrique de l'espace-temps en fonction de son contenu. La complexité de ces équations les rend impossibles à résoudre en général. Nous nous restreindrons dans cet ouvrage aux modèles d'univers où l'espace est homogène isotrope (à ne pas confondre avec l'homogénéité et l'isotropie de l'espace-temps). Des théorèmes mathématiques nous garantissent alors que la partie spatiale de la métrique (c'est-à-dire la restriction de la métrique complète obtenue en faisant $dt = 0$; et le temps constant) s'écrit sous la forme étudiée plus haut.

Dès lors que l'on suppose que l'on peut définir dans l'espace-temps un espace homogène isotrope, toute métrique possible de l'espace-temps (avec des coordonnées adaptées) se met sous la forme

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 d\sigma^2. \quad (6)$$

La partie spatiale de cette métrique est $R(t)^2 d\sigma^2$, où le terme $d\sigma^2 = d\chi^2 + S_k(\chi)^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$ décrit l'espace comme nous l'avons indiqué plus haut en (3). Rappelons qu'il peut aussi prendre la forme donnée en (5), $d\sigma^2 = (1 - kr^2)^{-1/2} dr^2 + r^2 d\Omega^2$, si l'on utilise la coordonnée $r = S_k(\chi)$.

Cette partie spatiale permet de calculer les propriétés... purement spatiales de l'Univers. Elles concernent les relations entre des points du cosmos pris à un même instant donné t de l'histoire cosmique (pour être rigoureux, il s'agit ici en fait du *temps cosmique*, que l'on ne peut pas, rigoureusement, qualifier de « temps »). Mais, le plus souvent, le cosmologue est intéressé par des relations entre événements non simultanés. L'espace n'est qu'une section (une *hypersurface*) à temps constant de

l'espace-temps. Y avoir accès implique de ne pas considérer de variation temporelle (c'est-à-dire d'imposer $dt = 0$), et de « figer le temps cosmique » à une valeur t , qui ne sera pas modifiée. Dans ce cas, la métrique se réduit à sa partie spatiale $R(t)^2 d\sigma^2$.

Il est remarquable que cette métrique spatiale change au cours du temps, par l'intermédiaire du terme $R(t)$. Ce dernier ne modifie pas les caractéristiques de la géométrie, mais opère comme une redéfinition des unités de longueur et se nomme pour cette raison *facteur d'échelle**. L'évolution de ce facteur d'échelle est fondamentale, et exprime le fait que l'échelle de l'espace change avec le temps, sous l'effet de l'expansion cosmique.

La forme de la métrique spatiale révèle que l'espace à un instant t est identique à l'espace modèle que nous avons décrit au § 2.1.4, à condition de multiplier toutes les longueurs et éléments de longueur par le facteur d'échelle $R(t)$. La structure est donc la même, mais toutes les longueurs doivent être réévaluées. La distance entre deux points fixés dans l'espace est proportionnelle à $R(t)$; les volumes sont proportionnels à $R(t)^3$. Si la fonction $R(t)$ est croissante, l'espace « enfle », « s'expand » avec le temps.

Dans les modèles le plus souvent invoqués, cette croissance est voisine d'une loi de puissance. Mais cette croissance du facteur d'échelle peut être différente. Ce pourrait par exemple être le cas lors d'une phase d'*inflation* cosmique (voir § 4.5.5).

2.2.2 L'expansion

Les calculs précédents, purement théoriques, s'appliquent à la géométrie de l'espace supposé figé à un instant t . Or nous n'avons pas accès à un tel espace puisque nos observations concernent des objets situés dans notre passé. Nous observons une galaxie telle qu'elle était il y a de cela un temps de regard en arrière Δt . Comment repérer un événement éloigné à la fois dans l'espace et dans le passé ? Comment le décrire ? Puisque cet événement ne nous est pas contemporain, il est délicat de parler de *distance* entre lui et nous.

Nous voudrions définir une *distance propre*. Mais une distance propre ne se définit qu'entre deux événements simultanés et il faut donc choisir un instant pour l'évaluer : celui de l'émission du rayonnement par exemple (appelons-le t_1), ou bien celui d'aujourd'hui (t_0). Ces deux choix définissent deux distances propres $d_p(t_1)$ et $d_p(t_0)$. Nous pourrions d'ailleurs considérer tout aussi bien la distance propre à n'importe quel instant entre t_1 et t_0 . Quel est le meilleur choix ?

Grandeurs comobiles

Il semble rationnel de repérer les objets par la position qu'ils occupent dans l'espace comobile d'aujourd'hui. C'est le choix habituel des astrophysiciens et des cosmologues. Imaginons une galaxie qui émet à l'instant t_1 la lumière qui nous arrive aujourd'hui, galaxie qui occupe à cet instant t_1 une coordonnée spatiale r_1 (ou χ_1). Nous reconstituerons par la pensée la position qu'elle occupe dans l'espace « contemporain », en admettant qu'elle ait suivi la loi d'expansion cosmique.

La métrique permet d'évaluer la *distance propre comobile*, qui sépare la galaxie à sa position actuelle (reconstituée) de notre position actuelle (donc, évaluée dans l'espace d'aujourd'hui). Elle s'écrit $dp = dp(t_0) = R_0 \chi_1$, où $R_0 = R(t_0)$ est la valeur du facteur d'échelle aujourd'hui. (Si nous avions estimé la distance propre $dp(t_1)$, à l'instant t_1 , nous aurions trouvé $R(t_1) \chi_1$.) Toute distance cosmique augmente au fur et à mesure que le temps cosmique s'écoule, alors que les coordonnées (dites comobiles) des extrémités restent constantes (Figure 2.4).

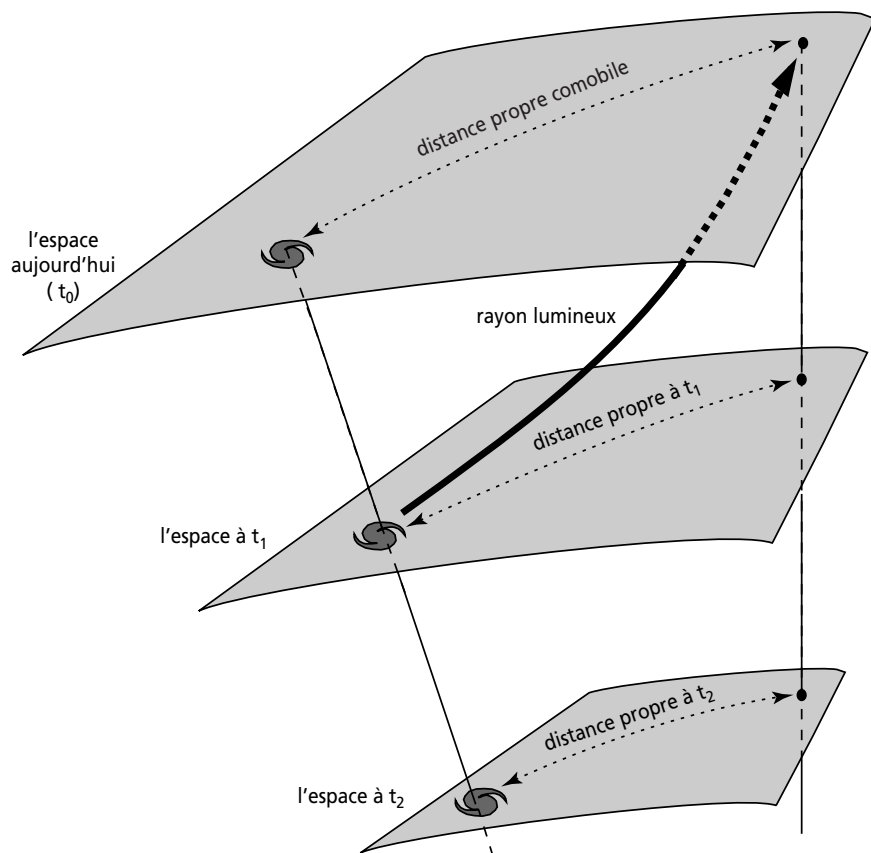


Figure 2.4 - La distance propre nous séparant d'une galaxie augmente avec l'expansion.

On repère l'éloignement d'un objet par sa distance propre comobile.

Un objet qui n'est soumis à aucune force est dit en *chute libre* (ou *inertiel*). C'est (en première approximation) le cas d'une galaxie : elle est immobile par rapport à la géométrie de l'espace (aucune influence ne la déplace), mais celle-ci est elle-même en expansion. La coordonnée r (ou χ) de la galaxie ne change pas de valeur avec le temps, bien que son éloignement augmente par l'effet de l'expansion. La galaxie est

dite *comobile*. Le système de coordonnées a en fait été choisi judicieusement et on le qualifie de comobile également. La coordonnée de temps n'est pas arbitraire elle non plus. Appelée « temps cosmique », elle correspond au temps propre d'un observateur inertiel entraîné par l'expansion (tel qu'il serait mesuré par une horloge physique attachée à lui).

De manière générale, la distance propre (estimée à un instant t choisi) entre deux objets donnés par leurs coordonnées — par exemple (r_1, θ_1, ϕ_1) et (r_2, θ_2, ϕ_2) — s'écrit $d_p(t) = R(t) f(r_1, \theta_1, \phi_1, r_2, \theta_2, \phi_2)$, où $f = f_{12}$ est une fonction (des coordonnées comobiles), dont la valeur reste invariable au cours du temps. Cette distance varie donc proportionnellement à $R(t)$. Exprimée à l'instant t_0 actuel, elle définit la *distance (propre) comobile* entre les deux points, soit $D_{\text{comobile}} = R_0 f_{12}$, la distance propre qui sépare en leurs positions actuelles les deux points supposés suivre exactement la loi d'expansion cosmique. La distance propre « réelle » entre ces deux points (fixes dans la géométrie) à un instant t différent, se déduit de leur distance comobile selon la formule

$$d_p(t) = \frac{R(t) D_{\text{comobile}}}{R_0}. \quad (7)$$

De la même manière, un volume délimité par des points gardant des coordonnées comobiles constantes varie proportionnellement à $R^3(t)$. Et l'on peut définir un *volume comobile*, qui obéit à la relation

$$V(t) = \frac{R^3(t) V_{\text{comobile}}}{R_0^3(t)}.$$

La notion de grandeur comobile est très utile en cosmologie puisqu'elle permet d'associer une valeur constante à une grandeur (distance, volume, densité...) dont la valeur réelle (physique) varie avec le temps cosmique.

2.2.3 L'Univers relativiste

Nous supposons — c'est l'hypothèse fondamentale des modèles de *big bang* — que l'Univers est spatialement homogène isotrope : il peut donc être décrit par une métrique d'un des trois types vus plus haut. Seuls les paramètres k et $R(t)$ restent indéterminés. L'étude de la relativité générale nous indiquera comment obtenir leurs valeurs. Mais même sans les connaître, on peut analyser quelques caractéristiques communes des modèles.

Pour le cosmologue, l'intérêt direct des analyses purement spatiales est limité puisque toute information arrive par l'intermédiaire de rayonnement (aujourd'hui électromagnétique ; demain, peut-être gravitationnel). À cause de la vitesse finie de propagation, les objets tels que nous les voyons sont situés dans le passé et il vaut mieux parler des *événements* correspondant à l'émission du rayonnement qui nous parvient aujourd'hui. Les objets se répartissent dans des tranches d'espace d'autant plus reculées dans le passé qu'ils sont éloignés. Et la lumière qui nous parvient ne s'est pas propagée dans un espace fixe, mais dans l'espace-temps

courbe (l'expansion constitue un aspect de sa courbure). Ces effets sont parfaitement pris en compte par la relativité générale, mais d'une manière qui ne correspond pas toujours à l'intuition. Il est en tout cas nécessaire d'étudier les trajectoires et la propagation du rayonnement.

En relativité restreinte, l'énoncé que la lumière (ou, plus généralement, le rayonnement) se propage toujours à la vitesse c se traduit simplement par le fait que tout intervalle associé à un rayon lumineux est nul : $ds = 0$. Il en est de même en relativité générale : les trajectoires du rayonnement correspondent aux courbes d'équation $ds = 0$. On les nomme *géodésiques* de longueur nulle*. En effet, l'intégrale de la métrique le long de ces courbes est nulle par définition puisque $ds = 0$ tout le long. Il vaudrait sans doute mieux dire géodésique « de métrique nulle » puisque le concept de longueur évoque la partie purement spatiale de la métrique, mais l'expression est consacrée par l'usage. Insistons dès à présent sur le caractère mi-spatial mi-temporel de ces trajectoires : le long de la trajectoire d'un photon, ni l'intervalle de temps dt , ni celui d'espace $R(t) d\sigma$ ne s'annulent. L'intervalle est donc bien mixte et l'on peut pressentir qu'il ne sera opportun de le caractériser ni par une distance ni par une durée. Le décalage vers le rouge z , de nature mixte, est encore une fois la quantité la mieux adaptée.

2.2.4 Équation du rayon lumineux

Ce qui nous intéresse dans le rayon lumineux, grâce auquel nous observons, par exemple une galaxie ou un quasar, c'est l'événement à l'autre bout, soit l'émission de ce rayon par l'objet en question, il y a de cela très longtemps.

Examinons cet événement en utilisant la métrique. Nous pouvons, sans particulariser le problème, choisir l'origine des coordonnées ($r = \chi = 0$) en notre Galaxie, de sorte que les rayons lumineux qui nous intéressent suivent des trajectoires radiales. Ceci nous évitera de manipuler des intervalles angulaires et notre étude ne comportera que deux variables (t et r , ou χ), ce qui simplifie le problème sans le restreindre. Quant à notre coordonnée temporelle, elle prend bien sûr la valeur $t = t_0$ (âge actuel de l'Univers).

Le rayon lumineux qui nous arrive est radial. θ et ϕ sont constants (choisis nuls sans restreindre le problème). L'équation de ce rayon, dans l'espace, s'écrit $\theta = \phi = 0$. L'événement qui nous intéresse a donc pour coordonnées angulaires $\theta = 0$ et $\phi = 0$. Appelons r_1 (ou χ_1) et t_1 ses coordonnées radiale et temporelle. Pour établir une relation entre nos coordonnées et celles de l'événement émetteur, intégrons l'équation du rayon lumineux $ds = 0$ (Figure 2.5), soit $\frac{cdt}{R(t)} = (d\chi)$. Cela donne :

$$\chi = c \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R(t)}. \quad (8)$$

Le calcul de l'intégrale du membre de droite nécessite de connaître la fonction $R(t)$; nous le laisserons sous cette forme pour le moment. Il est parfois commode d'introduire

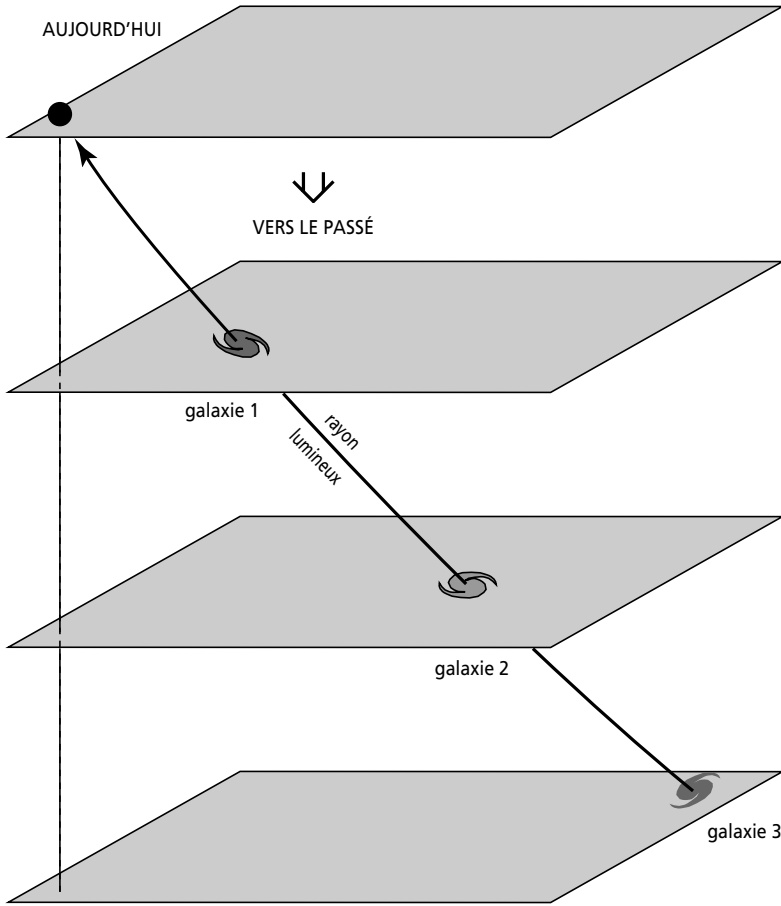


Figure 2.5 - Les rayons lumineux nous relient à des objets éloignés dans le temps et dans l'espace.

une nouvelle variable de nature temporelle, le temps conforme η , défini par la relation $d\eta = \frac{dt}{R(t)}$, de sorte que la relation précédente s'écrit très simplement $\chi = c(\eta_0 - \eta_1)$, où η_0 et η_1 représentent les valeurs du temps conforme à notre époque et celle de l'émission du rayon lumineux, respectivement. Le temps conforme se révèle extrêmement pratique pour de nombreux calculs cosmologiques.

Cette relation fondamentale relie le moment d'émission du rayonnement et la coordonnée spatiale de la source, c'est en quelque sorte une généralisation de la relation « ordinaire » $R/\Delta T = c$, qui exprime la constance de la vitesse de la lumière. Cette constance est ici exprimée dans un espace courbe et en expansion.

Notons au passage que l'on pourrait introduire, *ad libitum*, une infinité de « variables temporelles » sous forme de fonctions $f(t)$ quelconques (certaines pouvant être choisies de manière à prendre des valeurs infinies, dans un modèle de big bang).

Cependant, aucune de ces fonctions (pas même le temps cosmique ou le temps conforme qui en sont deux exemples) ne peut être qualifiée de « temps ». Au mieux, elle s'identifie au temps propre d'un certain observateur (le plus souvent *inertiel*), ce qui permet que certaines durées mesurables soient liées à cette fonction temporelle.

2.2.5 Le décalage dans l'Univers relativiste

Le cadre relativiste permet de mieux comprendre le décalage des raies spectrales que nous avons, en première analyse, interprété comme un effet Doppler dû à la vitesse d'expansion. Pour ce faire, considérons l'émission d'un rayonnement de période T (et donc de fréquence $f = 1/T$) par une source de coordonnée spatiale χ .

Selon la définition de la période (en général déterminée par les lois de la physique atomique ou nucléaire), cette source émet deux maxima successifs de l'onde à deux instants t_1 et $t_1 + T$. Notons que T représente la période d'émission du rayonnement. Nous appellerons $T_{\text{réception}}$, *a priori* différente, celle de réception. Nous recevons par définition, les deux maxima successifs du rayonnement aux deux instants t_0 et $t_0 + T_{\text{réception}}$ (Figure 2.6).

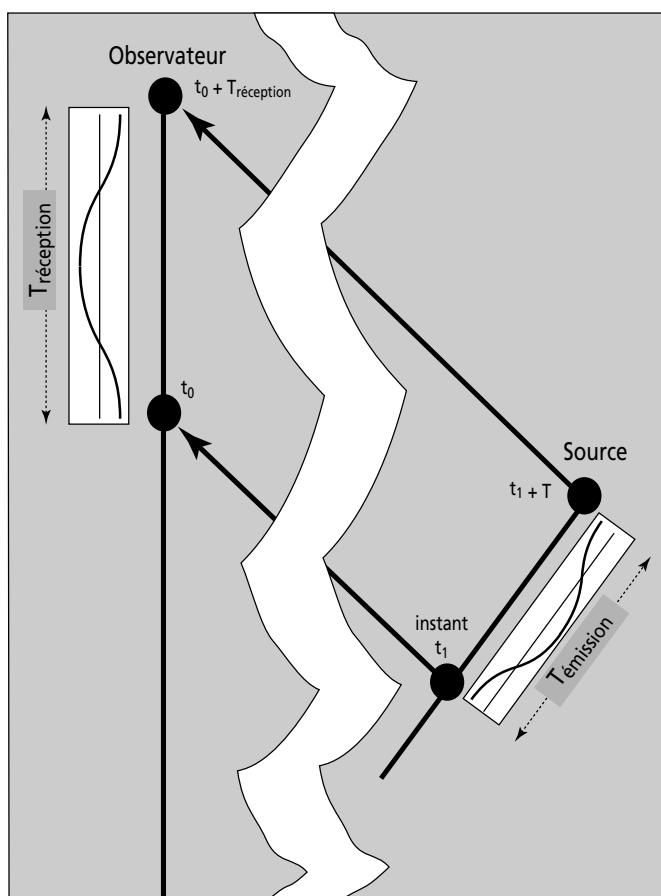


Figure 2.6 - Pour calculer le décalage de la période d'un rayonnement, on considère 2 rayons lumineux émis par la source, correspondant à 2 maxima successifs de l'onde.

L'équation (8), appliquée séparément aux deux rayons lumineux correspondant au premier et au second maximum de l'onde, relie ces instants entre eux. Il faut tenir compte du fait que le facteur d'échelle $R(t)$, évoluant à l'échelle cosmique de l'ordre du milliard d'année, reste sensiblement constant pendant des durées comparables à la période du rayonnement : on peut sortir ce facteur des intégrales, et obtenir finalement la relation $R(t_1)T_{\text{réception}} = R(t_0)T$, soit

$$\frac{T_{\text{réception}}}{T} = \frac{\lambda_{\text{réception}}}{\lambda} = \frac{R_0}{R} = 1 + z. \quad (9)$$

On reconnaît en z le décalage vers le rouge déjà mentionné. Cette relation extrêmement importante nous montre que z est relié à la valeur du facteur d'échelle R à l'instant de l'émission du rayonnement.

Les conséquences sont nombreuses. En premier lieu, z est une quantité mesurable. Or nous lui trouvons une interprétation très directe et tout à fait cosmologique puisqu'il fournit la valeur du facteur d'échelle à l'instant d'émission du rayonnement. Si nous connaissions l'instant d'émission de ce rayonnement (ce qui, malheureusement, n'est pratiquement jamais le cas), nous pourrions reconstituer la fonction $R(t)$.

Nous avons déjà remarqué que la grandeur z n'est de nature ni purement spatiale ni purement temporelle, puisqu'elle est évaluée le long du trajet d'un rayon lumineux. Elle est idéale pour mesurer l'intervalle qui nous sépare d'un événement cosmique, auquel nous sommes reliés par un rayon lumineux. C'est la grandeur fondamentale des cosmologues, sans ambiguïté et accessible à l'observation. Au contraire les notions de distances ou de durées posent des difficultés, aussi bien conceptuelles que d'ordre pratique. Si par exemple il est facile (en dehors de problèmes relatifs aux techniques d'observation) de déterminer le décalage d'un quasar, il en est tout autrement de sa distance (la notion même demande à être précisée), ou de l'instant auquel nous l'observons.

Les objets les plus proches ont des décalages très petits. Un décalage de 1 correspond à une galaxie déjà lointaine. Au-delà de la valeur 4, seules quelques rares galaxies sont connues. Les quasars les plus lointains possèdent un décalage supérieur à 7 (mais ce record peut changer bientôt). Les objets les plus lointains ayant été observés sont aujourd'hui les *sursauts gamma* (§1.3.3) qui peuvent atteindre un décalage de 9. Ce nombre représente donc la limite actuelle de l'univers des objets observables.

Cela ne veut pas dire que l'Univers, ni même sa partie observable s'arrête à cette limite. Mais les objets situés au-delà nous apparaissent trop peu lumineux pour être observés, ou du moins reconnus. Leurs contributions s'ajoutent pour former un rayonnement diffus. On enregistre ainsi, dans chaque domaine de longueur d'onde, des fonds diffus dont il est difficile de reconnaître l'origine — apparemment cosmologique — exacte. Le cas du fond cosmologique millimétrique (voir § 4.2) est particulier : il a été émis (le terme « diffusé » serait en fait plus exact) par l'ensemble de la matière (non encore structurée sous forme d'objets tels que les galaxies) à un décalage voisin de 1 100. Cette valeur

représente donc la limite de l'Univers observable. Et les astronomes ont tout lieu de penser qu'elle ne sera pas dépassée avant longtemps car, au-delà de cette limite, l'Univers est opaque au rayonnement électromagnétique. Aucun rayonnement émis au-delà ne saurait donc nous parvenir, sauf peut-être des neutrinos ou des ondes gravitationnelles, mais nous ne savons pas encore les détecter. Remarquons que cet « au-delà » marque aussi bien une limite dans l'espace que dans le temps passé.

2.2.6 Les distances cosmologiques

À une galaxie, on peut associer la distance propre $\chi R(t)$ qui la sépare de nous. Elle varie au cours du temps cosmique et il est pratique d'utiliser sa valeur *actuelle* $\chi R(t_0)$ (évaluée dans l'espace d'aujourd'hui), que nous avons baptisée plus haut distance propre comobile. Malheureusement aucune mesure ne peut fournir directement l'une de ces grandeurs. La galaxie nous apparaissant telle qu'elle était autrefois, à l'instant où elle a émis le rayonnement, une mesure ne peut concerner que des événements se déroulant à des valeurs différentes du temps cosmique. Les cosmologues définissent plusieurs types de grandeurs, en principe mesurables, correspondant chacune à un processus de mesure particulier.

La distance-diamètre angulaire

Dans un espace euclidien normal, il est très simple d'estimer la distance d'un objet dont nous connaissons la taille T (son diamètre par exemple). Si nous voyons cet objet sous un angle α (supposé petit), les lois de la géométrie (euclidienne) nous enseignent que la distance $D = T/\alpha$. Mais ceci n'est valable que dans l'espace euclidien. En cosmologie, deux effets modifient cette relation simple. Le premier vient du fait que la géométrie de l'espace n'est pas nécessairement euclidienne mais peut être sphérique ou hyperbolique. Le second vient du fait que la propagation du photon ne se fait pas dans un espace statique, mais dans un espace dont les propriétés géométriques varient du fait de l'expansion. À chaque moment de son trajet, le photon traverse un espace au facteur d'échelle différent, de plus en plus grand. Pour tenir compte de cet effet, le seul moyen est de travailler à l'aide de la métrique d'espace-temps.

Quelles sont les coordonnées d'une galaxie dont nous connaissons le vrai diamètre T (savoir comment est une autre histoire), et que nous observons sous un angle α (supposé petit)? En supposant que nous occupions le point de coordonnée radiale $r = 0$, écrivons les équations des deux rayons lumineux issus des deux extrémités d'un diamètre de la galaxie. Ces deux extrémités ont même valeur $r = r_1 = r_2$ de la coordonnée radiale, et même valeur de l'angle ϕ . Mais elles correspondent à deux valeurs différentes θ_1 et θ_2 de la coordonnée θ . Les deux rayons lumineux sont radiaux, et correspondent tous deux à $\phi = 0$. Le premier décrit la géodésique $\theta = \theta_1$; l'autre $\theta = \theta_2$. En nous plaçant du point de vue de l'observateur, nous constatons que $\alpha = |\theta_1 - \theta_2|$ (Figure 2.7).

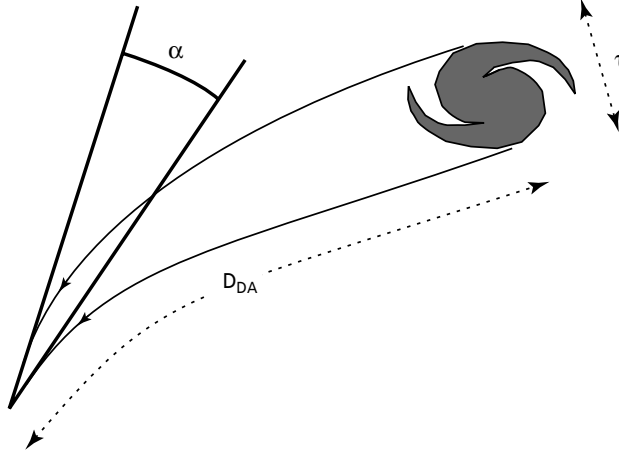


Figure 2.7 – La distance-diamètre angulaire d_{DA} dans un espace courbe.

En nous plaçant du point de vue de la source nous pouvons calculer la distance (vraie) séparant les deux extrémités de la galaxie, en intégrant la métrique entre leurs coordonnées. Cela permet, en revenant à la définition donnée au § 1.3.3, d'obtenir la valeur de la *distance-diamètre angulaire*, soit

$$d_{DA} = R(t_{\text{émission}})r_1 = \frac{r_1 R_0}{1+z}. \quad (10)$$

Notons au passage que cette formule indique par définition que nous devons voir un objet de dimension T sous un angle T/d_{DA} , mais aussi que nous voyons un objet de surface S sous un angle solide S/d_{DA}^2 .

La distance-luminosité

En géométrie classique, la connaissance de la luminosité intrinsèque (absolue) L d'une source et la mesure de son éclat apparent F conduisent à une estimation de sa distance D selon la formule $F = \frac{L}{4\pi D^2}$. En cosmologie, nous définirons la *distance-luminosité* d_L (distincte de la précédente) par cette formule (voir § 1.3.3).

Pour relier cette distance aux autres paramètres, il faut tenir compte, comme dans le calcul précédent, des facteurs géométriques. Mais aussi de la conservation de l'énergie du faisceau lumineux. En calculant la luminosité reçue par le détecteur, on obtient la distance-luminosité

$$d_L = R(t_0)r_1(1+z) = \frac{R^2(t_0)r_1}{R(t_{\text{émission}})}.$$

Les quantités d_L et d_{DA} sont mesurables de manière directe. Mais elles ne nous donnent accès ni à une coordonnée spatiale ou temporelle, ni au décalage de la

galaxie observée. De même, une mesure de z ne nous fournit directement ni la valeur d'une coordonnée, ni celle de la distance.

La relation entre le décalage z et d_L , ou d_{DA} , dépend des caractéristiques géométriques de l'espace-temps, autrement dit des valeurs des paramètres cosmologiques qui spécifient le modèle cosmologique. Pour les faibles éloignements, la relation est linéaire, et ne dépend pratiquement pas de ces paramètres. Mais au fur et à mesure que l'on s'intéresse à des objets éloignés, dans l'espace et dans le temps, l'influence de la géométrie de l'espace-temps (et donc des paramètres) augmente. La relation entre z et d_L dépend par exemple du fait que l'expansion cosmique soit accélérée ou décélérée.

C'est ainsi qu'une mesure simultanée de d_L ou d_{DA} , et de z (pour un échantillon d'objets cosmiques) peut permettre de spécifier certaines caractéristiques du modèle cosmologique. Telle est la base de certains tests cosmologiques ; des observations récentes (mesures simultanées de z et d_L : diagramme décalages-luminosités) de supernovae* (§ 1.3.3) lointaines ont conduit à estimer l'accélération de l'expansion cosmique.

2.2.7 Causalité et horizons

Les distances sont des propriétés métriques, en ce sens qu'elles concernent des mesures qui, après un choix d'unité, s'expriment par des nombres. Au contraire, les relations causales entre événements ne s'expriment pas par des mesures, mais plutôt par des relations logiques : deux événements, deux objets, sont-ils ou non causalement liés ?

La notion de lien causal est fondamentale. Toute la physique repose en effet sur la notion d'interaction, et c'est en général à la suite d'une interaction que l'état d'un système se modifie. Pour que quelque chose se passe, il faut qu'une interaction puisse se propager de la cause (la source) vers l'effet. Rien ne se propage plus vite que la lumière (vitesse c), et le rayon lumineux représente l'interaction la plus rapide possible dans l'Univers.

Deux événements sont dits causalement liés si une interaction a pu se propager de l'un à l'autre : de la lumière (ou du rayonnement électromagnétique), ou quelque chose de moins rapide. Cela se traduit par l'existence d'une géodésique de genre lumière ou de genre temps : deux événements sont causalement liés si et seulement si il existe une telle géodésique entre eux.

Nous pouvons poser la question d'une relation causale entre un objet contemporain (une galaxie) et nous : y a-t-il eu une interaction qui, partie de cet objet à un instant passé quelconque, ait pu nous atteindre ? C'est une condition nécessaire pour que son histoire ait pu affecter, d'une manière ou d'une autre, la nôtre (ou réciproquement).

Repérons l'objet par sa coordonnée comobile radiale r , ou χ (sans particulariser le problème, nous supposons ses coordonnées angulaires nulles). L'équation d'un rayon lumineux émis depuis l'objet à l'instant t_1 (t_1, r_1) et nous arrivant aujourd'hui ($t_0, r = \chi = 0$) s'obtient à partir de (8).

Comme nous le verrons, il existe deux grandes classes de modèles cosmologiques : ceux pour lesquels l'âge présent de l'Univers (défini comme la durée de la présente phase d'expansion) est fini ; et ceux pour lesquels cet âge est infini. Pour la première classe (appelée modèles de *big bang*), on décrit toute l'histoire depuis un instant

initial (correspondant à l'ère de Planck) choisi conventionnellement comme le zéro de l'échelle du temps cosmique. Au contraire, l'histoire des modèles à durée infinie empêche de considérer un instant initial.

Dans un modèle de *big bang*, dont l'histoire débute à $t = 0$ quelle contrainte existe-t-il sur la position d'un objet causalement lié ? La réponse dépend de la convergence ou non de l'intégrale $\int_0^{t_0} \frac{dt}{R(t)}$. Si elle converge, elle définit une valeur $\chi_H(t_0) = c \int_0^{t_0} \frac{dt}{R(t)}$ et la condition pour qu'un objet soit observable s'écrit $\chi_1 < \chi_H(t_0)$.

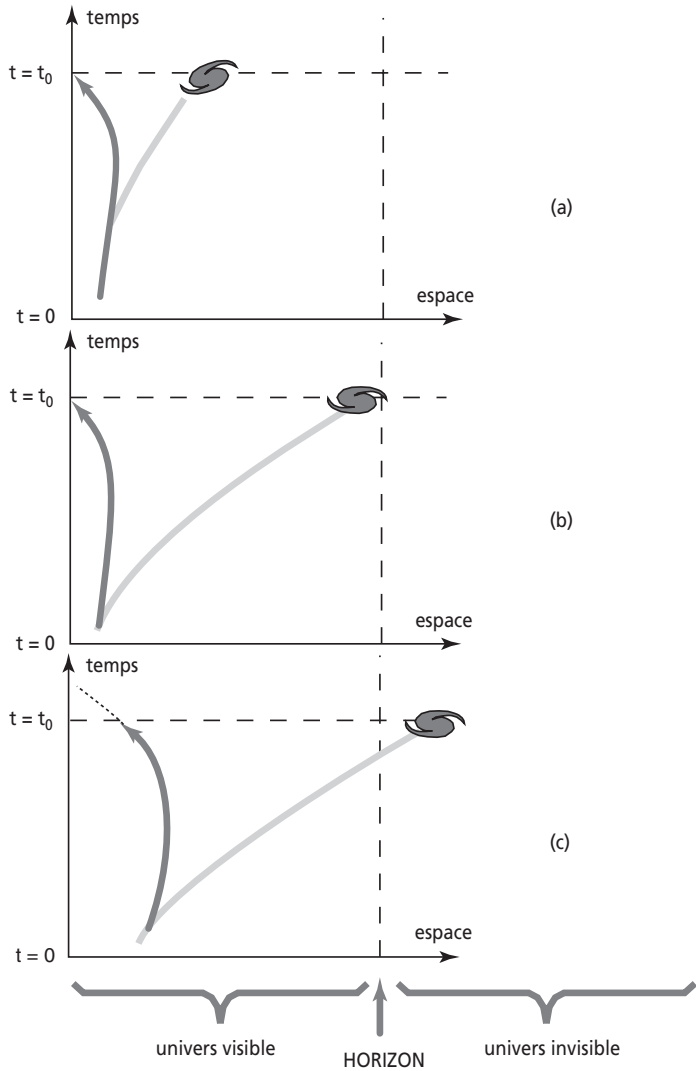


Figure 2.8 - L'horizon cosmique.

Ceci définit dans l'espace une limite (fictive) aux observations, que l'on nomme *horizon*. Un objet situé au-delà de cet horizon — c'est-à-dire dont la coordonnée comobile dépasse la valeur $\chi_H(t_0)$ — n'a pu, et ne peut, être observé par nous. Quel que soit le signal qu'il ait pu émettre (rayonnement ou autre), il n'a pas eu le temps, depuis son émission, de parcourir la distance qui nous sépare de la source (*Figure 2.8*).

L'existence possible d'horizons, en relativité générale, dépasse le cadre des modèles simples d'univers que nous décrivons ici, et même celui de la cosmologie. Le type d'horizon que nous avons défini ici est un « horizon des particules » : il évoque des objets que nous n'avons jamais vus. Il en existe d'autres types : en particulier, un horizon des événements concerne les objets que nous ne verrons pas à l'avenir.

Pour la plupart des modèles de *big bang*, la loi d'expansion $R(t)$ est voisine d'une loi de puissance $R(t) = R_0 (t/t_0)^\alpha$. Dans ce cas, le calcul de l'horizon est immédiat et donne une coordonnée

$$\chi_H(t_0) = \frac{ct_0}{(1-\alpha)R(t_0)}.$$

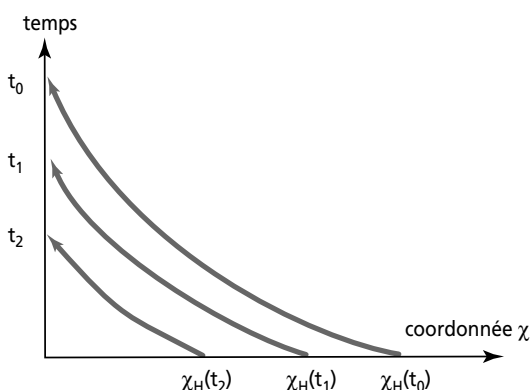
La distance propre comobile correspondant à l'horizon se calcule aisément comme $d_H = R(t_0) \chi_H(t_0)$, ce qui donne, dans le cas des modèles à expansion en loi de puissance, $d_H(t_0) = \frac{ct_0}{1-\alpha}$. Cette valeur est du même ordre que la valeur « intuitive » $c t_0$, que l'on obtiendrait pour un espace plat sans expansion, en calculant la durée qu'a pu parcourir la lumière depuis $t = 0$ jusqu'à aujourd'hui (t_0) en se propageant à la vitesse c .

On peut de même calculer la valeur de l'horizon à un instant t quelconque de l'histoire cosmique. Par exemple pour nous demander si, à cet instant t , deux points de l'espace étaient déjà ou non causalement liés. Dans ce cas, les calculs vus plus haut restent valables, mais il convient de remplacer t_0 par t , de sorte que

$$\chi_H(t) = c \int_0^t \frac{dt}{R(t)}, \text{ et } d_H(t) = R(t) \chi_H(t).$$

Il est important de remarquer que, quel que soit le modèle d'univers choisi, la valeur comobile de l'horizon est une fonction croissante du temps (une intégrale dont l'intégrande est positive) (*Figure 2.9*).

Figure 2.9 - L'horizon cosmique augmente avec le temps.



LA RELATIVITÉ GÉNÉRALE ET LA DYNAMIQUE DE L'UNIVERS

3

PLAN

3.1 Les équations de l'Univers

3.2 Les modèles de big bang

3.1 LES ÉQUATIONS DE L'UNIVERS

3.1.1 Le tenseur métrique

La métrique est ce qu'en langage mathématique on appelle une forme quadratique. Ce qualificatif signifie que c'est un polynôme de degré 2 vis-à-vis des accroissements des coordonnées spatiales et temporelles, tels que dt , dx , dr , $d\chi$, $d\theta$, etc. Une telle expression peut faire intervenir *a priori* une grande diversité de termes : des carrés tels que dx^2 , dt^2 ... (comme dans la forme minkowskienne), mais avec des coefficients qui dépendent eux-mêmes des coordonnées, et aussi des termes mixtes du type $dt dx$... Se donner la métrique, c'est se donner les coefficients que l'on trouve devant chacun des termes (dans un système de coordonnées choisi).

En géométrie, la métrique est écrite dans un formalisme *tensoriel*. En numérotant les coordonnées ($t = x_0$ pour le temps, x_1 , x_2 et x_3 pour l'espace), on peut écrire la métrique comme une somme de termes quadratiques du type $dx_\mu dx_\nu$ (les indices μ et ν représentant l'une des valeurs 0, 1, 2 ou 3), avec des coefficients que l'on appelle $g_{\mu\nu}$. Le tableau des éléments $g_{\mu\nu}$ se manipule globalement comme une seule quantité g , un *tenseur**. Celui qui nous intéresse, le « tenseur métrique », se compose de 16 coefficients (dont 10 seulement sont indépendants, du fait que ce tenseur est *symétrique*).

En relativité générale, l'équation d'Einstein fournit un moyen de calculer (indirectement) ces coefficients inconnus, à partir du contenu énergétique de l'Univers et d'une constante additionnelle, la constante cosmologique Λ . Cette équation s'écrit sous une forme condensée, comme une égalité entre deux tenseurs. Mais puisque le tenseur métrique contient dix coefficients à déterminer, elle équivaut à un système d'autant d'équations scalaires. En fait, l'équation d'Einstein ne fournit pas directement le tenseur métrique, mais un autre tenseur G , appelé tenseur d'Einstein, qui lui est lié (il fait intervenir ses dérivées par rapport aux coordonnées). Elle relie ce tenseur à un autre tenseur T caractérisant le contenu de l'Univers (essentiellement d'ailleurs sa

densité d'énergie et sa pression), le *tenseur d'énergie-impulsion*, et à la constante cosmologique Λ .

Décrire l'Univers, c'est préciser la géométrie de l'espace-temps. Puisque nous avons supposé l'espace homogène et isotrope, nous savons que cette géométrie se décrit sous la forme vue plus haut : il ne reste qu'à déterminer la valeur de k et la fonction $R(t)$, par exemple en appliquant les équations d'Einstein.

Si la gravitation n'intervenait pas, l'univers serait celui de Minkowski, dont les propriétés relèvent de la relativité restreinte : les coefficients des termes carrés se réduisent à c^2 ou -1 ; les autres sont nuls (voir plus haut).

Cette simplicité ne se retrouve pas en relativité générale. Les coefficients s'obtiennent à partir des équations d'Einstein, ce qui nécessite de connaître le tenseur d'énergie-impulsion correspondant au contenu de l'Univers, et la constante cosmologique Λ . Le contenu c'est tout ce qui détient de l'énergie, aussi bien la matière ordinaire que le rayonnement, ou toute autre forme de substance que nous n'aurions pas détectée.

3.1.2 Les équations de Friedmann

Pour écrire le tenseur d'impulsion-énergie de l'Univers, nous imposerons encore une hypothèse simplificatrice : que le contenu de l'Univers se comporte comme un *fluide parfait**, c'est-à-dire dont toutes les propriétés intéressantes (du point de vue de la dynamique cosmique) sont décrites par sa densité de masse-énergie ρ et sa pression p moyennes. Dans ce cas, le tenseur d'énergie-impulsion prend une forme simple ; et les équations d'Einstein se réduisent à un ensemble de deux équations différentielles, les équations de Friedmann, qui permettent de calculer $R(t)$ et k en fonction de ρ , p et Λ .

Il est naturel que la densité de matière que contient l'Univers joue un rôle crucial pour son évolution. En effet, l'Univers évolue sous l'effet de son propre poids : plus sa densité est élevée, plus il exerce d'attraction gravitationnelle sur lui-même et plus son expansion doit se ralentir. Mais en relativité générale, d'autres formes d'énergie peuvent également avoir une influence.

On peut en général décrire un fluide parfait par une *équation d'état**, reliant sa pression p et sa densité ρ . Dans les équations d'Einstein, la densité apparaît dans le terme ρc^2 (où c est la vitesse de la lumière), celui de pression sous la forme p . Il y aura lieu, dans ces conditions, de comparer les valeurs des quantités ρc^2 et p .

L'application des équations d'Einstein, avec un tenseur d'énergie-impulsion prenant la forme d'un fluide parfait, donne les équations fondamentales de la cosmologie :

$$\frac{R''}{R} = -\frac{4\pi}{3}G\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) + \frac{\Lambda}{3} \quad (11)$$

et

$$\left(\frac{R'}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{R^2},$$

auxquelles on adjoint aussi quelquefois

$$\frac{d(\rho c^2 R^3)}{dt} = -p \frac{dR^3}{dt} \quad (12)$$

(pouvant être déduite des deux premières). Ces « équations de Friedmann » décrivent la classe générale des modèles de Friedmann-Lemaître (FrL) et sont à la base des modèles de *big bang*. Elles permettent de déterminer la structure de l'Univers d'après son contenu.

La première de ces équations donne la dérivée seconde du facteur d'échelle, qui exprime l'accélération ou la décélération de l'expansion. Il est facile de voir que, si p et ρ sont positifs, et Λ nulle ou négative, l'expansion cosmique est en décélération.

Remarquons que, même avec les hypothèses simplificatrices mentionnées (homogénéité, fluide parfait), densité et pression ne suffisent pas à déterminer la géométrie et la dynamique de l'Univers. Il faut connaître également la constante cosmologique, dont nous examinons l'influence possible au § 3.2.4.

3.1.3 Le fluide cosmique, son équation d'état, sa dilution

On distingue plusieurs composantes au sein du contenu (possible) de l'univers. Chacune se distingue par son équation d'état, que l'on caractérise par un paramètre w : $p = w\rho$, et par sa loi de dilution durant l'expansion cosmique, qui en découle.

La troisième équation de Friedmann, (12), permet d'analyser le comportement de la densité cosmique en fonction du temps (ou, ce qui revient au même, en fonction du facteur d'échelle), à condition de connaître l'équation d'état* du contenu de l'univers. Intuitivement, lorsqu'un volume d'espace subit l'expansion (et donc grandit), la matière présente y est conservée : sa densité (c'est-à-dire la quantité d'énergie par unité de volume) diminue avec le facteur d'échelle $R(t)$, et donc avec le temps cosmique.

La matière froide, ou «poussière» ($w = 0$)

La matière « froide », ou « non relativiste »* se caractérise, vis-à-vis des autres formes d'énergie ci-dessous, par une vitesse d'agitation thermique très faible : $v_{th} \ll c$. Cela implique une pression négligeable : $p = \rho v_{th}^2 \ll \rho c^2$. On peut alors négliger le terme de pression p , devant celui de densité ρc^2 , sans commettre une erreur trop importante. Autrement dit, elle est définie par l'approximation $p = 0$, ou $w = 0$.

Le plus souvent, on qualifie simplement de « matière » cette composante. La matière (dans le sens le plus général) *relativiste* est incluse dans la catégorie « rayonnement », car son équation d'état est très voisine de celle du rayonnement. L'appellation de « matière froide » est réservée, en cosmologie, à une composante de la « matière » aux propriétés particulières (voir § 5.2.6). La matière [non relativiste] est souvent également appelée « poussière » en cosmologie. Je conserverai ici le terme « matière », le plus couramment utilisé.

Elle se compose de la matière *baryonique*, visible ou invisible (voir plus loin); mais aussi, très probablement, d'environ dix fois plus de matière sous forme de particules non baryoniques (non relativistes aujourd'hui) de nature encore inconnue.

Dans l'Univers, la pression de la matière peut être considérée comme négligeable depuis plusieurs milliards d'années : ce caractère « froid », ou « non-relativiste » résulte de son long refroidissement au long de l'expansion cosmique. Cependant, les vitesses thermiques étaient plus élevées dans le passé (voir ci-dessous) : suffisamment

loin, au premier million d'années de l'histoire cosmique environ, elles étaient voisines de c : la matière était alors relativiste et se comportait comme du rayonnement. L'approximation $p = 0$ n'était pas applicable. Elle s'est ensuite petit à petit refroidie, jusqu'à aujourd'hui où sa pression est totalement négligeable.

De manière générale, une espèce de particules de masse [propre] m se comporte comme du rayonnement (avec la même équation d'état) tant que sa température est supérieure à $k_B T_m = m c^2$ (k_B est la constante de Boltzmann). Sinon, elle obéit à l'équation de la poussière.

Qu'il s'agisse d'un « gaz d'étoiles et de galaxies », ou d'un gaz d'atomes et de molécules, la matière est considérée comme de pression nulle aujourd'hui (depuis une dizaine de milliards d'années). L'équation (12) est alors facile à résoudre et donne $\rho R^3 = C^{\text{te}}$. Autrement dit, la densité de masse de la matière se dilue comme R^{-3} . Cette loi est facile à comprendre. En effet, s'il n'y a ni apparition ni destruction de matière, le nombre de particules (galaxies ou atomes) présentes est conservé dans un volume en expansion (un volume comobile). Le nombre de particules par unité de volume — la densité numérique — varie donc comme R^{-3} . Or chacune de ces particules possède une énergie constante égale à son énergie de masse $m c^2$. L'hypothèse de matière froide signifie en effet que l'énergie cinétique est négligeable devant cette énergie de masse. Donc la densité d'énergie, le produit de la densité numérique par l'énergie d'une particule, varie aussi comme R^{-3} .

Le rayonnement ($w = 1/3$)

Le rayonnement est constitué de photons (ou, plus généralement, de particules sans masse propre), se déplaçant à la vitesse de la lumière. Sa pression très élevée ne peut être négligée, et son équation d'état s'écrit $p = 1/3 \rho c^2$. Nous en connaissons trois composantes possibles : rayonnement électromagnétique (photons), ondes gravitationnelles, et neutrinos (ces derniers se comportent comme du rayonnement tant que la température est supérieure à leur masse propre $m c^2$). La contribution des ondes gravitationnelles est aujourd'hui négligeable. Celle du rayonnement électromagnétique, omniprésent dans l'Univers, est faible aujourd'hui, mais elle a été beaucoup plus importante au début de l'histoire cosmique. Il en est de même de celle des neutrinos.

La densité numérique des photons varie, elle aussi, comme R^{-3} . Mais l'énergie de chaque photon (« particule de rayonnement ») n'est pas constante à cause du décalage (« vers le rouge ») de sa longueur d'onde : elle varie comme R^{-1} . La densité d'énergie se dilue donc comme R^{-4} et non pas R^{-3} . Ce résultat peut s'obtenir à partir de l'équation (12).

Énergies exotiques: vide, quintessence ($w < -1/3$)

À côté des seules formes d'énergie connues actuellement — matière et rayonnement — d'autres ont été récemment évoquées en cosmologie : avec des équations d'état différentes, impliquant des pressions négatives.

Par exemple, la théorie quantique des champs laisse à penser que l'énergie associée à l'état fondamental d'un certain champ quantique ait pu exercer une influence

dynamique en cosmologie. Il s'agit de ce que l'on appelle, selon un terme assez malheureux mais frappant, l'*énergie du vide**. Par *vide*, on se réfère en fait à l'état fondamental par rapport auquel on mesure des excitations des champs (voir § 4.5.5). Un tel état pourrait posséder une densité d'énergie ρ_{vide} , et tout se passe comme si l'on pouvait lui attribuer également une pression négative $p = -\rho_{\text{vide}}$ (approximativement)! Nous n'interpréterons pas ici davantage cette équation, mais nous y reviendrons à propos des modèles d'*inflation**.

De manière remarquable, une telle contribution équivaut à celle d'une constante cosmologique $\Lambda = 8\pi G \rho_{\text{vide}}$. L'analogie ne serait exacte en toute rigueur que dans un espace-temps sans courbure ni évolution, celui de Minkowski. Cela ne correspond évidemment pas aux conditions de la cosmologie et la correspondance n'est qu'approximative : une énergie du vide pourrait varier au cours de l'évolution cosmique alors que, par définition, Λ est rigoureusement constante. De manière générale, toute forme d'énergie exotique se distingue de la constante cosmologique par sa loi de variation dans le temps, qui sera peut-être un jour observable. Par ailleurs, énergie du vide et constante cosmologique sont *conceptuellement* très différentes, en tout cas dans le cadre de la physique contemporaine. Il est donc important de ne pas les confondre, malgré des influences dynamiques comparables pour l'univers, en particulier une accélération de l'expansion cosmique.

On classe également dans la même catégorie « énergie exotique » diverses formes de substance, regroupées sous l'appellation de *quintessence*, qui pourraient exercer une pression négative. Une équation d'état $p = -\rho c^2$ ($w = -1$) implique une densité ρ qui ne se dilue pas, mais reste constante au cours du temps, lorsque R varie. La « quintessence », ou d'autres formes exotiques, vérifient une équation d'état voisine de celle-ci (avec une pression négative), et se diluent en accord. Par définition, une constante cosmologique reste toujours rigoureusement constante. Il se pourrait aussi que l'accélération cosmique soit le signe que, aux grandes échelles, les propriétés géométriques de l'espace-temps ne relèvent pas de la relativité générale, mais d'une autre théorie encore inconnue (dimensions supplémentaires, gravité quantique... ?).

3.1.4 Des paramètres cosmologiques

Le « paramètre » (ou « constante ») de Hubble $H_0 = \left(\frac{R'}{R}\right)_0$ mesure le taux d'expansion actuel : la dérivée (logarithmique) du facteur d'expansion. On montre en effet facilement que c'est bien cette quantité qui intervient dans la loi de Hubble qui, à l'origine, avait été établie de manière empirique.

Le paramètre de décélération $q_0 = -\left(\frac{R''R}{(R')^2}\right)_0$ mesure le ralentissement (ou l'accélération si sa valeur est négative) de l'expansion. Les indices 0 se rapportent toujours aux valeurs *présentes* des grandeurs.

Paramètre de densité et constante cosmologique réduite

L'analyse des équations de Friedmann suggère d'introduire la valeur *critique* de la densité, $\rho_{\text{critique}} = 3 H_0^2 / 8\pi G = 1,88 \cdot 10^{-29} h_0^2 \text{ g.cm}^{-3}$ (rappelons que h_0 est la valeur du paramètre de Hubble en unité de $100 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). En effet, dans le cas où la seule matière intervient dans la dynamique cosmique (avec $\Lambda = 0$, voir § 3.2.3), cette valeur ρ_{critique} joue le rôle d'une limite qui sépare deux familles de modèles cosmologiques.

La matière se dilue proportionnellement à R^{-3} . Cela permet d'écrire sa densité sous la forme $\rho_{\text{matière}} = \rho_{0,\text{matière}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3$, où $\rho_{0,\text{matière}}$ et R_0 se rapportent aux valeurs présentes ($t = t_0$) de la densité de matière et du facteur d'échelle. La valeur critique de la densité jouant le rôle d'une unité naturelle, on définit le paramètre de densité $\Omega_m = \frac{\rho_{0,\text{matière}}}{\rho_{\text{critique}}}$. Notons que ce paramètre, défini à partir de la valeur actuelle $\rho_{0,\text{matière}}$ de la densité de matière, ne saurait varier dans le temps.

On définit un paramètre du même type pour le rayonnement : $\Omega_r = \frac{\rho_{0,\text{rayonnement}}}{\rho_{\text{critique}}}$, ainsi qu'un autre pour la constante cosmologique, (également appelé *constante cosmologique réduite*, et autrefois plutôt noté λ) : $\Omega_\Lambda = \Lambda / 3H_0^2$.

Il est également parfois commode de noter le terme de courbure spatiale $\Omega_k = -k / (H_0^2 R_0^2)$.

Équations dynamiques

Écrites avec ces paramètres, les équations de Friedmann vues plus haut s'écrivent sous la forme

$$2q_0 = \Omega_m + \Omega_r - 2\Omega_\Lambda \quad (13)$$

$$\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda - 1 = \frac{k}{H_0^2 R_0^2} \quad (14)$$

Finalement, en introduisant la notation $x = \frac{R}{R_0} = \frac{1}{1+z}$, l'équation de Friedmann s'écrit

$$\frac{\dot{x}^2}{H_0^2} = [F(x)]^{-2} = \frac{\Omega_m}{x} + \frac{\Omega_r}{x^2} + x^2 \Omega_\Lambda + 1 - (\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda) \quad (15)$$

où toutes les quantités (excepté x) sont constantes dans le temps. Son intégration fournit la dynamique de l'Univers.

La variable $x = \frac{R}{R_0}$ augmente avec le temps cosmique. L'équation précédente nous montre donc que dans l'univers primordial (x petit) le rayonnement dominait, les influences de la matière et la constante cosmologique, ainsi que le terme de courbure pouvant être négligés.

L'intégrale de l'équation (15) relie un instant t de l'histoire cosmique à la valeur correspondante du décalage z , selon $t = \frac{1}{H_0} \int_0^{1/(1+z)} F(x) dx$. Cela permet de calculer l'âge de l'Univers comme nous le verrons au § 3.2.5. Notons qu'elle est obtenue en imposant $R_{(t=0)} = 0$, que nous commentons plus bas.

3.1.5 Densité de l'Univers et masse cachée

La masse visible

Les astronomes connaissent les formes répertoriées de la matière, étoiles brillantes (faites de gaz très chaud), réunies sous forme de galaxies, gaz, poussières, planètes, etc. Ils dénombrent les galaxies dans l'Univers. Pour chacune, la distance, estimée par l'intermédiaire de la loi de Hubble, n'est connue que proportionnellement à h_0 . Donc la densité numérique de galaxies (en galaxies par Mpc^3) est connue proportionnellement à h_0^3 .

Par ailleurs, pour les galaxies les plus proches, ils ont analysé séparément masse M et luminosité L , et établi une valeur moyenne $\langle M/L \rangle$ du rapport masse sur luminosité. Par la suite, le produit de la luminosité d'une galaxie par $\langle M/L \rangle$ donne approximativement sa masse. La luminosité vraie d'une galaxie est déduite de sa luminosité apparente F par une formule du type $L = 4\pi F d^2$, où F est mesurée, mais où la distance d , déduite d'une mesure de décalage, dépend de h_0 . Il en résulte que nous connaissons la masse de chaque galaxie proportionnellement à h_0^2 .

Finalement, la densité de masse correspondant à la matière des galaxies s'écrit donc $\rho_{\text{galaxies}} = N_{\text{galaxies}} \langle M/L \rangle \langle L \rangle$, où les valeurs moyennes sont typiques de la population des galaxies dans l'Univers. Il résulte des remarques précédentes que ρ_{galaxies} est connu à un facteur h_0^2 près. Ces estimations sont entachées de fortes incertitudes, mais ρ_{visible} ne dépasse pas $5 \cdot 10^{-31} h_0^2 \text{ g.cm}^{-3}$, soit quelques centièmes seulement de ρ_{critique} . Autrement dit, la contribution visible à la densité de l'univers, $\Omega_{\text{visible}} < 0,01 \Omega_m$.

Masses dynamiques

Les analyses dynamiques des galaxies ou des amas de galaxies ne sont pas en accord avec ces estimations. L'interprétation la plus simple et la plus courante de ce désaccord suppose que ces objets contiennent davantage de masse que ce que nous y voyons : à côté de la masse *visible*, se trouveraient de grandes quantités de masse *cachée* (ou invisible).

Le cas des galaxies, en particulier des galaxies spirales, est examiné depuis maintenant des dizaines d'années. Il s'agit principalement d'analyses cinématiques et dynamiques, des étoiles ou des molécules de gaz en rotation dans le potentiel gravitationnel de la galaxie (courbes de rotation). Elles ont conduit à postuler, dans ces objets, l'existence d'environ dix fois plus de matière massive que ce que nous voyons, étoiles ou gaz. Nous ignorons toujours la nature, l'origine, la distribution de cette composante cachée. En général, il est supposé qu'elle se répartit dans un halo

qui entoure la galaxie. On pense qu'il en est de même pour notre propre Galaxie, ce qui fut à la base des explorations de type MACHOS ou EROS, décrites plus bas.

Les amas de galaxies sont les plus grands systèmes connus et bien étudiés. Leurs masses atteignent 10^{13} à 10^{14} fois celles du Soleil, dans des rayons de quelques Mpc. Il existe différentes manières d'estimer leurs valeurs : en analysant les mouvements des galaxies dans l'amas, en analysant la distribution et la température du gaz chaud (émetteur de rayons X) qui le remplit ; et en étudiant l'effet de lentille gravitationnelle (voir ci-dessous). Il en résulte une estimation de la masse cachée contenue dans un amas au moins dix fois plus élevée (et souvent davantage) que les contributions additionnées des étoiles et du gaz observés. Cela renforce donc les résultats d'analyse des galaxies.

Masse cachée ou... autre chose?

Les objets évoqués, et leurs abords, contiennent donc apparemment de très importantes quantités de masse cachée, environ dix fois plus que de masse visible. Est-ce bien certain ? La seule manière d'échapper à cette conclusion consisterait à remettre en cause nos théories de la dynamique et de la gravitation, qui fondent ces analyses.

Au vu des succès de la dynamique céleste et de la relativité générale, une telle démarche semble peu attrayante. Cependant, les tentatives de dévoiler la masse cachée restent vaines, malgré des efforts qui se poursuivent et s'accroissent depuis maintenant plus d'un demi-siècle. Par ailleurs, nous savons que la relativité générale n'est probablement pas une théorie définitive, et qu'elle doit être modifiée, ne serait-ce que pour harmoniser gravitation et effets quantiques. Si l'on remarque que notre dynamique et notre physique ne sont vraiment bien testées qu'à des échelles bien inférieures à celles des galaxies ou des amas, cette possibilité ne peut être exclue.

Aujourd'hui, il est facile de décrire les résultats d'observation dynamiques en imaginant des formules empiriques correspondant à des modifications de telle ou telle loi physique (c'est le cas par exemple de la formulation MOND). Mais aucune théorie vraiment cohérente n'a encore été proposée. De toutes les pistes étudiées, supersymétrie, théories des cordes ou des branes, gravité quantique, aucune n'a pu donner une réponse convaincante à ces questions. Toute proposition devra se montrer au moins aussi efficace que la relativité générale pour rendre compte des diverses observations astrophysiques, notamment des très nombreux effets de lentilles gravitationnelles (en particulier au voisinage des amas de galaxies). Masse cachée ou nouvelle physique ? Seul l'avenir nous répondra.

Implications cosmologiques

Le problème de la masse cachée n'est pas d'essence cosmologique. Mais il a, bien entendu, de nombreuses implications dans ce domaine. Contribuant à la densité moyenne de l'univers, cette masse cachée augmente tout d'abord la valeur du paramètre Ω_m . Nous verrons également au chapitre 5 que les tentatives d'expliquer la formation des galaxies et des grandes structures cosmiques renforcent l'hypothèse. Par ailleurs, les différents tests cosmologiques (§ 1.3.3) conduisent à des valeurs de paramètres qui, selon l'équation d'Einstein, impliquent une valeur Ω_m voisine de 0,3, alors que la contribution cosmologique de la masse visible ne dépasse pas 0,01.

De la masse cachée non baryonique?

A priori, les observations qui dévoilent l'existence de la masse cachée ne nous indiquent rien, ou très peu sur sa nature.

Mais les calculs de nucléosynthèse primordiale dans le cadre des modèles de big bang (voir § 4.4) impliquent, pour rendre compte des observations des éléments légers, que la contribution Ω_{bar} de toute la matière baryonique n'atteigne que quelques centièmes, alors que, pour l'ensemble de la matière, Ω_{m} avoisine 0,3. Le restant devrait donc être sous une forme *non baryonique*.

Cette estimation coïncide d'ailleurs avec le fait que, dans un amas de galaxies, la matière baryonique (étoiles et gaz) représente environ 15 % de la masse totale. Si cette proportion matière baryonique/matière totale est universelle, comme on le pense, sa valeur dans les amas refléterait celle de l'univers entier.

Autre argument, plus indirect et sans doute moins convaincant : la formation des galaxies et des structures cosmiques (voir le chapitre 5) apparaît plus efficace en présence de quantités importantes de masse cachée non baryonique. Ces contraintes d'origines diverses se renforcent et rendent crédible l'hypothèse de masse cachée, avec une composante non baryonique.

Notre univers serait donc dominé (du point de vue de sa masse) par une espèce de particules encore inconnue. Après avoir cru quelque temps que les neutrinos pourraient jouer ce rôle, les astrophysiciens estiment aujourd'hui leur contribution presque négligeable. On estime que la distribution des neutrinos dans l'Univers est analogue à celle des photons du fond diffus cosmologique, avec toutefois une température légèrement inférieure : environ 1,9 K, ce qui correspond à 3 neutrinos pour 11 photons. Les masses au repos des neutrinos sont très faibles (moins de 1 eV pour le neutrino électronique rappelons que mc^2 est une énergie ; cela permet de mesurer les masses en unité d'énergie). Leur densité numérique de 110 neutrinos par cm^3 (pour chaque espèce) ne contribue que faiblement à la densité moyenne de l'Univers, $\Omega_{\nu} = m_{\nu}/(90 h_0^2 \text{ eV})$, où m_{ν} représente la somme des masses (en eV) des trois espèces de neutrinos. Les limites actuelles suggèrent une contribution globale du même ordre, en densité de masse, que celle de toute la matière baryonique.

Reste que le « modèle standard des particules » ne représente sans doute pas l'ultime description de la physique des particules, qui évoque la possible existence de particules nouvelles encore inconnues. Par exemple, l'univers pourrait être baigné de WIMPS (*Weakly Interacting Massive Particle*), particules interagissant très peu avec la matière ordinaire. S'il existe une « supersymétrie » dans la nature, on prévoit des « partenaires supersymétriques » (gravitinos, neutralinos, photinos...) aux particules ordinaires. Certains — notamment le plus léger d'entre eux — pourraient jouer ce rôle de WIMPs. D'autres possibilités existent (axions...), et de très nombreux calculs, relatifs à différentes hypothèses, à différentes situations cosmologiques, remplissent aujourd'hui les pages des revues d'astrophysique.

À la recherche de la masse cachée

La masse cachée soupçonnée dans les galaxies et amas est probablement en partie baryonique, en partie non baryonique. La complexité du problème est multipliée par

deux, puisqu'il faut trouver la nature et l'origine de chacune des deux composantes. Ce n'est guère un bon signe quant à la validité de l'hypothèse, mais les physiciens et les astrophysiciens recherchent cette composante sous les deux formes.

D'éventuelles WIMPs sont très difficiles à détecter. Par définition, elles interagissent très faiblement, et il faut extraire un faible signal d'un énorme bruit de fond dû à la radioactivité naturelle. De nombreux groupes de physiciens (Edelweiss ou « Expérience pour détecter les Wimps en Site souterrain » en France ; CDMS, ou « *Cryogenic Dark Matter Search* » aux États-Unis, par exemple) ont construit ou construisent des détecteurs très sensibles, refroidis, isolés... Rien n'a été détecté ; les sensibilités s'améliorent. L'avenir nous dira si tel ou tel type de particules est susceptible de constituer une part importante de la masse cachée.

En ce qui concerne la composante baryonique, les astronomes ont imaginé l'existence d'objets condensés intermédiaires entre étoiles et planètes : si sa masse est insuffisante, un nuage de gaz en contraction ne peut former d'étoile proprement dite car la température centrale n'atteint jamais la valeur suffisante pour allumer les réactions nucléaires qui fournissent l'énergie des étoiles. Ces objets resteraient sous forme de « presque étoiles », objets sombres condensés que l'on a baptisés *naines brunes*, dont les masses pourraient atteindre quelques centièmes de celle du Soleil. Ces hypothétiques naines brunes sont classées dans la catégorie plus vaste des MACHOs (pour *MAssive Compact Halos Object* : objets massifs compacts, sous-entendu invisibles). De tels objets, seraient-ils suffisamment abondants pour constituer une partie importante de la masse cachée dans les galaxies ? Plusieurs groupes ont tenté récemment de détecter leur présence éventuelle, par leurs effets de lentilles gravitationnelles.

3.1.6 Lentilles gravitationnelles

La théorie de la relativité générale exprime l'effet de la gravitation comme une courbure de l'espace-temps. Celle-ci infléchit les rayons lumineux au voisinage des objets massifs. Cet effet fut observé dès l'année 1919 : la lumière issue d'une étoile lointaine fut déviée au passage à proximité de la masse du Soleil (durant une éclipse). Il en résulta un déplacement, effectivement observé, de la position apparente de l'étoile dans le ciel. L'observation du phénomène constitua la première vérification expérimentale de la nouvelle théorie de la relativité générale. Pendant les décennies suivantes, la plupart des physiciens ont « oublié » le phénomène, considéré comme une curiosité théorique, non susceptible d'applications.

Les progrès de l'astronomie observationnelle ont révolutionné la situation : d'une part l'amélioration considérable de la résolution angulaire des télescopes, et d'autre part l'accès aux luminosités de plus en plus faibles, qui dévoilent le domaine extragalactique. De tels effets sont aujourd'hui couramment détectés, à l'échelle des galaxies et des amas, et même au-delà. Ils constituent des outils fondamentaux pour l'exploration astrophysique et cosmologique.

Le rayonnement issu d'une source lointaine (galaxie, quasar...) est dévié par le champ gravitationnel d'un objet massif (autre galaxie, amas de galaxies...) situé entre la source et nous-mêmes. Cela peut occasionner plusieurs sortes d'effets :

déplacement de l'image, amplification, déformation, création d'images multiples (quasars doubles, multiples), comme pourrait le faire une lentille à la forme judicieusement calculée. Tous ces effets coexistent en général. Selon la situation, les uns ou les autres dominent, et sont observables. Lors de l'éclipse de 1919, par exemple, seul le déplacement de l'image fut observé. Lors des expériences de microlentilles (voir ci-dessous), seule l'amplification est détectée. Les arcs ou arçlets dans les amas combinent tous les effets. Dans le « cisaillement cosmique » (voir ci-dessous), seules sont détectables les déformations des images, et encore uniquement de manière statistique.

Aujourd'hui nous connaissons de nombreux cas d'images déformées, multipliées et amplifiées de galaxies ou de quasars lointains. Ils correspondent le plus souvent à la déviation causée par le potentiel gravitationnel d'un amas de galaxies situé sur la ligne de visée. Souvent, les images déformées de galaxies d'arrière-plan (les sources) prennent la forme d'arcs (voir les compléments en ligne sur dunod.com) ou d'« arçlets » (petits arcs). Dans de nombreux cas étudiés, les déformations sont bien identifiées, et l'objet responsable (la lentille) également. Il arrive aussi que l'objet perturbateur, créateur du potentiel, reste invisible : composé de matière noire ou plus simplement trop peu lumineux pour être détecté.

Observons une galaxie lointaine d'apparence elliptique. Est-elle intrinsèquement elliptique ? Ou bien son ellipticité *apparente* est-elle causée par une déformation gravitationnelle ? Il est très souvent impossible de répondre. Mais on peut alors considérer un ensemble de galaxies situées dans une même région du ciel (un champ typique fournit une trentaine de galaxies dans une minute d'arc carrée), et établir leur ellipticité moyenne. Sauf effet inattendu, les ellipticités intrinsèques, aléatoires, fournissent une contribution nulle à cette moyenne : celle-ci révèle donc une déformation due aux seuls effets gravitationnels, que l'on peut ainsi enregistrer, région du ciel après région du ciel. Ce champ de « déformation gravitationnelle » (ou de « cisaillement » = « *shear* » en anglais ; également parfois qualifié d'« astigmatisme cosmique ») nous livre une information unique sur la distribution (aux grandes échelles) de la matière massive qui l'a engendré. D'ores et déjà, ces effets ont été mesurés sans ambiguïté à des échelles de quelques minutes d'arc. Ils aboutissent à des valeurs du paramètre σ_8 (voir § 5.1.4) et de la matière massive Ω_m en accord avec les autres types d'observations. Ils permettent aussi une cartographie, et l'établissement du spectre de puissance $P(k)$ (voir chapitre 5).

Mirages, arcs, arçlets, cisaillement, sont aujourd'hui amplement observés et analysés. Leur rôle est remarquable en astronomie et en cosmologie : ils nous renseignent à la fois sur l'objet défecteur et sur la source, en général tous deux de nature extragalactique. Par exemple, dans les cas où l'objet défecteur (lentille) est un amas de galaxies, l'examen des images déformées et multipliées (arcs, arçlets, champ de déformation) nous renseigne sur la distribution de masse (visible ou invisible) dans ou autour de l'amas.

Ces méthodes semblent très prometteuses, et de futurs programmes d'observation leur sont consacrés : le projet SNAP (même s'il est principalement consacré à la détection des supernovae), des instruments spécialisés, placés derrière les grands télescopes. Ces observations devront permettre des estimations du spectre de

puissance $P(k)$ (chapitre 5) à des échelles comprises entre 1 et 10 Mpc et la distribution de la masse cachée. Elles entraîneront également de nouvelles déterminations des paramètres cosmologiques, des informations sur l'énergie exotique (ou Λ), ou sur d'éventuelles modifications de la relativité générale aux plus grandes échelles cosmologiques...

Microlentilles

Le phénomène de lentille gravitationnelle est également exploité pour tenter de mettre en évidence des objets condensés (mais invisibles) dans l'environnement de notre propre galaxie, la Voie lactée. Un tel objet massif (quelquefois qualifié de MACHO) exerce une influence gravitationnelle sur les rayons lumineux qui passent à proximité. Si le halo de notre galaxie est rempli de tels objets, il doit arriver de temps en temps que la lumière émise par une étoile lointaine passe à proximité de l'un d'eux avant de nous parvenir. Les rayons lumineux correspondants seraient alors infléchis conformément aux prédictions de la théorie de la relativité générale. Et celle-ci implique alors une amplification momentanée de l'éclat de l'étoile en question. Si le halo de notre galaxie est ainsi rempli de MACHOs, constituant sa masse cachée, il existe à peu près une chance sur un million que l'éclat d'une étoile du Grand Nuage de Magellan, la galaxie la plus proche de la nôtre, soit amplifié d'une manière observable par ce phénomène. C'est évidemment peu, mais l'observation patiente de plusieurs millions d'étoiles devrait finalement permettre d'observer l'effet.

Quelques physiciens ont jugé que la chose était réalisable : deux groupes se sont initialement constitués pour se consacrer à un examen systématique de millions d'étoiles du Nuage de Magellan : EROS, en France (pour Expérience de Recherche d'Objets Sombres) et MACHOS, aux États-Unis principalement. Il s'agit, d'enregistrer toutes les nuits, à l'aide de capteurs CCD, les éclats de millions d'étoiles pour déceler si l'une d'entre elles ne présenterait pas l'effet attendu. La difficulté d'une telle entreprise tient à l'énormité de l'information à enregistrer et à analyser, un double défi que ces équipes ont réussi à relever.

Après plusieurs années de prises de données, les deux équipes ont bien enregistré quelques amplifications : quelques-unes des millions d'étoiles examinées ont vu leur éclat augmenter puis revenir à sa valeur antérieure, le phénomène durant typiquement quelques dizaines de jours. Des objets condensés, de faibles masses, ont bien été détectés, peut-être des naines brunes ; mais beaucoup trop rares pour qu'ils puissent constituer la masse cachée de notre halo.

Soit cette dernière se cache ailleurs que dans le halo, par exemple dans un disque très épais. Soit sa nature est différente. Elle peut être sous forme non baryonique. Il a été suggéré également que de grandes quantités de gaz très froid puissent se répartir dans notre galaxie, tout en restant invisibles ; ou, au contraire, que des objets très massifs (trous noirs invisibles) la parsèment. Les recherches de tous types continuent. Il est permis d'espérer pour les prochaines décennies la réponse à cette question, qui tourmente les astronomes depuis les années 1930 !

3.2 LES MODÈLES DE BIG BANG

Les contraintes observationnelles dont nous disposons nous ont convaincus que l'univers est bien décrit par un des modèles de Friedmann-Lemaître. Reste à savoir quelle version. Quelle est la courbure de l'espace ? Quelles sont les caractéristiques de l'expansion cosmique ? La tâche des cosmologues consiste à répondre du mieux possible à ces questions. La précision s'améliore continuellement. Les résultats sont exprimés par les valeurs admissibles de certains paramètres cosmologiques : k et R_0 , signe et rayon de la courbure spatiale ; Ω_m et Ω_Λ , paramètres associés à la matière et à la constante cosmologique ; q_0 le paramètre de décélération. Ces paramètres sont liés les uns aux autres, mais on utilise les uns ou les autres pour exprimer les résultats de telle ou telle observation, pour exprimer telle ou telle idée.

Nous avons distingué trois types de contributions au contenu de l'univers, qui se distinguent par leurs équations d'état et leurs lois de dilution :

- matière (Ω_m), baryonique ou non baryonique, visible ou non, caractérisée par sa pression nulle aujourd'hui ;
- rayonnement électromagnétique (Ω_r) ;
- énergie exotique à pression négative (Ω_Λ) : énergie du vide, quintessence, constante cosmologique (même si elle ne représente pas de la matière)...

Dans l'univers primordial (x petit), l'équation (15) montre que la contribution du rayonnement électromagnétique dominait. Les influences de la matière et de la constante cosmologique, ainsi que celle du terme de courbure, étaient dans tous les cas négligeables. Aujourd'hui, c'est au contraire le terme de rayonnement qui est négligeable par rapport aux autres : nous sommes dominés par la matière, et sans doute également par une énergie exotique ou la constante cosmologique.

3.2.1 Le rôle dynamique du rayonnement

Un rayonnement exerce une influence gravitationnelle, en particulier sur la loi d'expansion de l'Univers, comme cela apparaît dans les équations de Friedmann. La différence avec la contribution de la matière tient à la présence d'une pression élevée, $p = 1/3 \rho c^2$, alors que celle de la matière est négligeable. Par ailleurs, densité et pression du rayonnement se diluent plus rapidement que celle de la matière : proportionnellement à R^{-4} au lieu de R^{-3} .

Aujourd'hui, l'influence de la matière est exprimée par la valeur du paramètre Ω_m , autour de 0,3. Celle du rayonnement s'évalue à partir de la densité observée du fond diffus cosmologique, la principale composante de rayonnement électromagnétique (l'énergie du rayonnement gravitationnel est négligeable). La densité d'énergie d'un rayonnement thermique est donnée par la formule $\rho = \alpha T^4$, où

$$\alpha = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^3} = 7,564 \cdot 10^{-15} \text{ erg.cm}^{-3} \cdot \text{degré}^{-4} \text{ est la constante de Stefan). Cela donne,}$$

pour la densité d'énergie du fond diffus cosmologique, une valeur de $4,4 \cdot 10^{-34} \text{ g.cm}^{-3}$ soit (par comparaison à la densité critique $1,88 \cdot 10^{-29} h_0^2 \text{ g.cm}^{-3}$) $\Omega_r = 2,25 \cdot 10^{-5} h_0^{-2}$.

Le rapport Ω_m/Ω_r mesure les influences respectives *actuelles* de la matière et du rayonnement. Comme il dépasse 1 000, celle du rayonnement est aujourd'hui tout à fait négligeable : nous sommes dans l'*ère de la matière*.

En revanche, l'influence du rayonnement à un instant quelconque s'écrit $\Omega_r(1+z)^2$, à comparer à $\Omega_m(1+z)$ pour la matière. On qualifie d'*équivalence matière-rayonnement** l'instant où les deux espèces avaient des influences équivalentes : $1 + z_{\text{équivalence}} = \Omega_m/\Omega_r \approx 3\,500$ (Figure 3.4). Cela suggère de découper l'histoire de l'Univers en deux phases.

Les ères du rayonnement et de la matière : l'univers primordial

Durant les premières centaines de milliers d'années de l'expansion, environ, le rayonnement dominait la dynamique et l'évolution de l'Univers. L'*ère du rayonnement* ($z > z_{\text{équivalence}}$) ainsi définie coïncide avec ce que nous appellerons l'univers primordial. Durant cette période, la fonction $F \approx x \Omega_r^{-1/2}$ de sorte que $t \propto R^2$ (ou $R \propto t^{1/2}$). La densité se diluait proportionnellement à R^{-4} , la température diminuant comme $1/R$.

L'ère dominée par le rayonnement (moins d'un million d'années) a duré beaucoup moins longtemps que celle dominée par la matière. Cela nous permet de négliger sa durée lors du calcul de l'âge de l'Univers (voir § 3.2.5). Le chapitre 4 est consacré à l'Univers primordial.

Après la période d'équivalence ($z < z_{\text{équivalence}}$), les treize milliards d'années (environ) qui ont suivi, jusqu'à aujourd'hui, ont vu la domination de la matière : nous sommes aujourd'hui dans l'*ère de la matière*. Aujourd'hui, la dynamique cosmique est également gouvernée par un terme de type constante cosmologique, en plus de la matière.

3.2.2 Un univers plat ?

La courbure spatiale de l'univers est supposée spatialement constante en vertu du principe cosmologique. Elle dépend, selon les équations de Friedmann, du contenu de l'univers et de Λ . Tous deux sont encore trop mal connus pour que l'on puisse en déduire définitivement le signe ou l'intensité de la courbure spatiale.

Il a longtemps existé chez certains cosmologues (notamment anglo-saxons) un préjugé en faveur d'un univers où la courbure spatiale de l'espace serait nulle ($k = 0$). Sans aucun doute, l'absence de courbure spatiale rend la description plus simple, ce qui permet un usage pédagogique de ces modèles. La force de l'habitude a fait que ces modèles à courbure nulle sont devenus très populaires.

Ces modèles à espace plat sont parfois qualifiés de « naturels ». Cette affirmation très contestable relève d'une appréciation personnelle. Notre civilisation a vécu des siècles, sinon des millénaires, avec l'idée que l'espace était euclidien. Il est peut-être difficile de s'en défaire ! À vrai dire, il reste difficile de trouver un argument théorique pertinent en faveur ou en défaveur de l'idée d'un univers spatialement plat. Certains fondateurs de la cosmologie moderne ont plutôt considéré les modèles à courbure positive (spatialement finis) plus naturels ; un argument renforcé, de manière très vague, par certaines

idées de cosmologie quantique. Le dernier mot doit bien entendu revenir aux observations.

S'il est impossible de démontrer que la courbure spatiale est nulle, les différents résultats d'observation permettent aujourd'hui d'encadrer la valeur de Ω_{total} autour de 1 (qui correspondrait à une courbure nulle). C'est pourquoi certains estiment que Ω_{total} est « proche de 1 », autrement dit que la courbure spatiale est « proche de 0 », voire zéro exactement selon certains ! Les préjugés anciens restent tenaces !

Rien n'indique aujourd'hui que la courbure spatiale soit exactement nulle. Certains cosmologues, qui la jugent « inexplicablement petite » (ou le rayon de courbure spatial R_c inexplicablement « grand ») estiment devoir trouver une explication à cette petitesse, par exemple en invoquant l'argument de l'*inflation* (§4.5.5). Mais le seul effet d'une hypothétique inflation serait de multiplier par le facteur d'inflation I (éventuellement gigantesque) la valeur de R_c préexistante. Autrement dit, la valeur actuelle de la courbure reflèterait très exactement la valeur pré-inflation, multipliée par I . Si l'une est « spéciale », ou « improbable », il en est de même pour l'autre. Autrement dit, et certains travaux l'ont montré précisément, l'idée d'inflation s'accommode de n'importe quelle valeur de la courbure spatiale et n'en explique aucune en particulier !

Écrire que l'inflation « prédit » une courbure spatiale très faible, c'est d'ailleurs prendre les choses à l'envers, puisque les premières évocations de l'inflation résultaient d'une intention de rendre compte d'une « platitude » supposée de l'univers.

Le modèle d'Einstein-de Sitter

L'univers spatialement plat est resté très à la mode ces dernières décennies, notamment au sein de la cosmologie américaine, accompagné d'un préjugé en faveur d'une constante cosmologique nulle. Cela a conduit à évoquer le *modèle d'Einstein-de Sitter* (EdS) : la densité présente de l'Univers aurait la valeur critique ($\Omega_m = 1$), et la constante cosmologique serait nulle ($\Lambda = 0$). Cela impose $k = 0$ (géométrie spatiale euclidienne, qui s'identifie à la géométrie ordinaire) et $q_0 = 0,5$.

Selon ce modèle, le facteur d'échelle augmenterait indéfiniment, comme $t^{2/3}$; l'âge actuel de l'Univers (défini comme le temps écoulé depuis $R = 0$; voir plus bas) vaudrait exactement $2/3 H_0^{-1}$.

Ce modèle simple a longtemps joué le rôle de modèle « standard » pour rendre compte de la *formation* de galaxies et des grandes structures : notamment ses variantes « matière chaude » (ou « *hot dark matter* ») et « matière froide » (ou « *cold dark matter* ») (voir chapitre 5). Mais il s'est révélé démenti par les tests cosmologiques les plus récents, et les estimations de l'âge de l'univers (§ 3.2.5).

Aujourd'hui, toutes les mesures suggèrent $\Omega_m < 1$. Mais le rejet des modèles EdS n'implique pas que l'espace n'est pas plat : une constante cosmologique (ou énergie exotique), telle que $\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ assure une courbure spatiale nulle, ce qui est compatible avec les observations actuelles. Cependant dans un tel cas,

la dynamique cosmique diffère de celle d'un modèle EdS, ce qui distingue les deux options. Les tests cosmologiques les plus récents : (diagrammes décalages-luminosités de supernovae lointaines, § 1.3.3, les observations du fond diffus cosmologique, la distribution de la matière cosmique, l'âge de l'univers), suggèrent bien les valeurs $\Omega_m \approx 0,3$ (impliquant contributions baryonique et non baryonique), et $\Omega_\Lambda \approx 0,7$ (Figure 3.1).

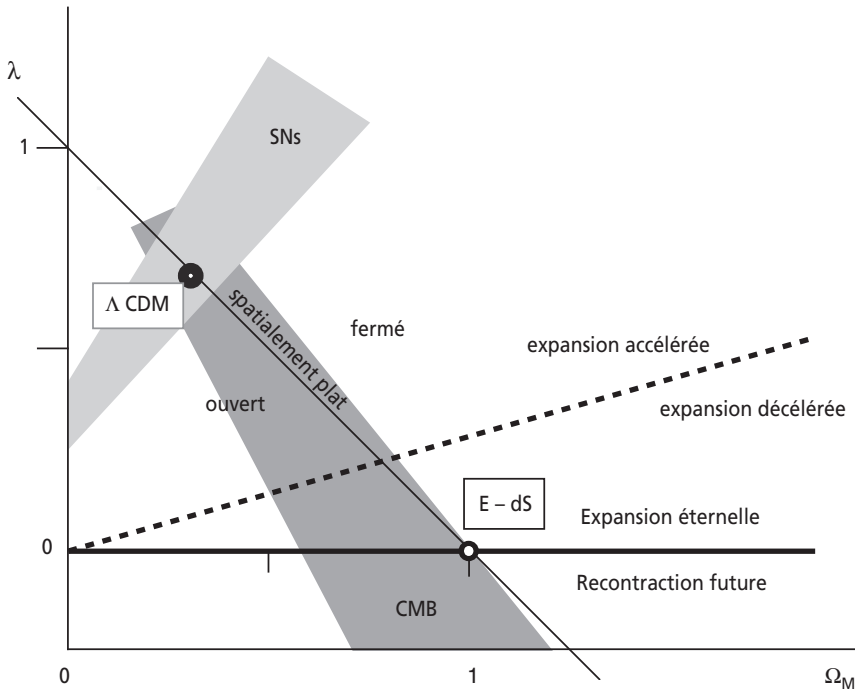


Figure 3.1 - Quelques modèles cosmologiques (de Friedmann-Lemaître) en fonction des deux paramètres Ω_m et Ω_Λ .

Trois courbes (dont deux droites) séparent : les modèles à expansion éternelle de ceux à collapse futur; ceux à expansion accélérée de ceux à expansion décélérée; ceux où l'espace est fermé de ceux où l'espace est ouvert. Les deux modèles Einstein-de Sitter (EdS) et plat avec constante cosmologique sont spécifiés. Les zones grisées correspondent aux valeurs des paramètres favorisées par les observations du CMB et des supernovae.

Les observations suggèrent donc un univers spatialement plat; ce qui a toujours correspondu au « souhait » d'une partie des cosmologues. Il ne faut pas oublier cependant que cela implique des modifications au modèle standard : nouvelles particules non baryoniques, énergie exotique sous une forme ou sous une autre.

Signalons au passage que de nombreux résultats d'intérêt cosmologique sont annoncés *sous l'hypothèse d'une courbure spatiale nulle*, bien que cela ne soit pas toujours explicitement formulé.

3.2.3 Les modèles sans constante cosmologique

L'autre grand préjugé de la cosmologie des dernières décennies a consisté à supposer nulle (ou négligeable) l'influence actuelle de la constante cosmologique, à peine mentionnée dans certains manuels. Sans constante cosmologique, la dynamique de l'univers, présente et future, serait dynamiquement dominée par la matière uniquement ($p = 0$). Elle ne dépendrait que de Ω_m . On obtient facilement les relations

$$2q_0 = \Omega_m$$

et

$$\frac{kc^2}{R_0^2 H_0^2} = (2q_0 - 1).$$

La fonction F se réduit à $F(x) = \left(1 - 2q_0 + \frac{2q_0}{x}\right)^{-1/2}$. Les équations de Friedmann mènent à la relation

$$R_0 H_0 dt = dR \left\{ 1 - 2q_0 + 2q_0 \frac{R_0}{R} \right\}^{-1/2}.$$

Expansion éternelle ou recontraction future?

C'est ici qu'apparaît l'intérêt de définir la densité critique. En effet, en l'absence de constante cosmologique, la dynamique et la géométrie de l'univers dépendent de Ω_m . Le cas $\Omega_m = 1$ représente le modèle d'Einstein-de Sitter analysé dans la section précédente.

Si $\Omega_m < 1$, l'espace est de courbure négative ($k = -1$, nature hyperbolique, voir § 2.1.4). Il est ouvert, si sa topologie est simplement connexe. Son expansion est décélérée, mais se poursuivra éternellement. Comme dans le modèle d'Einstein-de Sitter, elle se ralentit, mais ne s'arrête jamais.

Une densité dépassant la valeur critique ($\Omega_m > 1$) implique un espace à courbure positive ($k = +1$), et fermé. La fonction $R(t)$ doit atteindre un maximum R_{\max} , à un instant t_{\max} . Après t_{\max} , la fonction R devrait décroître symétriquement à sa croissance préalable. Ce modèle implique donc une recontraction future, qui pourrait se poursuivre jusqu'à ce que les lois de la relativité générale cessent de nouveau d'être valides, peut-être jusqu'à une nouvelle ère de Planck (Figure 3.2).

Il a été souvent remarqué que les modèles à géométrie spatiale sphérique étaient associés à une recontraction future, ceux à courbure spatiale nulle ou négative à une expansion éternelle. Mais cette association ne tient que si la constante cosmologique n'est pas nulle.

Soulignons également que l'absence de constante cosmologique (ou contribution du même type) implique une expansion cosmique décélérée. Cela est dû au caractère positif de la densité et de la pression. En revanche, les modèles avec constante cosmologique, tels que ceux récemment suggérés par les observations, peuvent permettre une expansion accélérée.

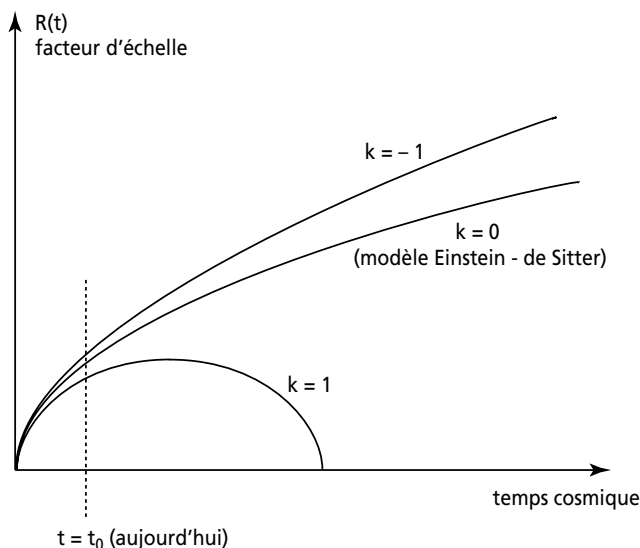


Figure 3.2 – La variation du facteur d'échelle avec le temps, pour les trois classes d'univers dominé par la matière.

3.2.4 Univers avec constante cosmologique

On peut considérer qu'il existe deux versions des équations d'Einstein : l'une sans constante cosmologique, l'autre avec. La première est plus simple et « économique ». La seconde est plus générale. Elle représente la théorie métrique la plus générale faisant intervenir les dérivées d'ordre 2 de la métrique au plus. Aujourd'hui, il semble qu'il n'y ait aucune raison *a priori* de considérer Λ comme nulle. Elle ne détruit ni l'harmonie ni l'esprit de la théorie : autant s'en remettre aux observations. Celles-ci semblent pencher vers une valeur non nulle.



ENCART 3.1 Le destin d'une constante

Lors de la formulation initiale de la relativité générale, Einstein n'introduisit pas de constante cosmologique. Il l'ajouta à ses équations en 1917, afin de construire son premier modèle cosmologique (modèle d'Einstein). En l'absence de ce terme dans les équations qui portent aujourd'hui son nom, il était en effet impossible de construire, comme il le désirait, un univers statique où l'espace soit fermé (à courbure positive). En 1917, Einstein, pas plus que la plupart de ses collègues, ne connaissait l'expansion de l'univers. Ce modèle se fondait donc sur une valeur $\Lambda_E = 8\pi G\rho$. Après la découverte de l'expansion cosmique, Einstein rejeta ce terme, et déclara que son introduction avait été « la plus grande erreur de sa vie ». Il ne voulut plus en entendre parler, alors que plusieurs de ses collègues, notamment Eddington, et surtout Lemaître, y restaient très attachés.

La cosmologie était alors entachée d'une erreur fondamentale, d'origine observationnelle, sur l'estimation, environ dix fois trop élevée, de la constante de Hubble. Cette estimation rejaillissait sur celle de l'âge de l'univers, qui paraissait beaucoup plus court que celui des étoiles ou des planètes (c'est cette situation qui a entraîné une si longue résistance aux modèles de big bang). *A contrario*, la découverte de l'erreur observationnelle, et l'accord qui en a résulté entre l'âge cosmique et l'âge des étoiles, constitue encore aujourd'hui un argument très fort en faveur de ces modèles.

Afin de résoudre la contradiction d'alors, Lemaître avait construit un modèle d'univers «hésitant», fondé lui aussi sur une valeur $\Lambda > 0$. Après avoir subi une première phase d'expansion décélérée, dominée par la matière, l'univers commençait à «sentir» l'influence de Λ , et entamait une phase semblable à l'univers d'Einstein. Après cela, la constante cosmologique entraînait une expansion accélérée. Le mérite principal de ce modèle consistait à mettre en accord l'idée du big bang avec les observations des âges des étoiles.

Par la suite, cette constante a été passablement négligée. Certains ont voulu l'assimiler à l'énergie du vide, c'est-à-dire à l'état fondamental d'un certain champ quantique, plutôt qu'à un terme proprement relativiste, caractérisant (pour une valeur positive) une «répulsion cosmique». Alors s'est posé immédiatement le fameux «problème de la constante cosmologique». Si l'on veut faire un tel rapprochement, surgit aussi la différence énorme d'ordres de grandeur (entre 10^{40} et 10^{120} , selon les auteurs) entre les valeurs cosmiques plausibles, et les valeurs attendues du point de vue de la physique des particules. Un problème qui n'en est un que dans la mesure où l'on cherche à faire cette assimilation.

La plupart des observations d'intérêt cosmologique (âge de l'univers, tests cosmologiques avec les supernovae, fond diffus cosmologique) suggèrent aujourd'hui une valeur de Ω_Λ voisine de 0,7, influant sur la dynamique actuelle (et récente) de l'Univers. Les équations (14) décrivent les modèles généraux, avec constante cosmologique. Elles indiquent que l'influence dynamique de Λ ne s'exerce que pour des valeurs de x pas trop petites, c'est-à-dire durant l'univers récent. Autrement dit, la constante cosmologique ne modifie pas la dynamique des premiers instants, en particulier de l'ère du rayonnement, mais seulement l'ère de la matière, selon les équations

$$2q_0 = \Omega_m - 2\Omega_\Lambda$$

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda - 1 = \frac{k}{H_0^2 R_0^2}$$

l'équation de Friedmann s'écrivant

$$\frac{\dot{x}^2}{H_0^2} = \frac{1}{x} \Omega_m + x^2 \Omega_\Lambda + 1 - (\Omega_m + \Omega_\Lambda).$$

La dynamique dépend de l'importance relative des termes de matière et de constante cosmologique. Actuellement, les observations suggèrent $\Omega_m = 0,3$ et $\Omega_\Lambda = 0,7$. Ceci entraîne $q_0 = -0,55$, soit un univers en accélération. La courbure spatiale semble très

faible. Question souvent évoquée, existe-t-il une explication à la « coïncidence » entre les ordres de grandeur de Ω_m et Ω_Λ ?

Nous avons déjà remarqué que certaines formes d'énergie « exotique » pourraient exercer une influence comparable à celle de Λ . La plupart des tests cosmologiques qui indiquent une constante cosmologique peuvent être interprétés comme indiquant plutôt l'existence d'une énergie exotique. Une telle substance devrait posséder une « pression » négative (d'où le qualificatif « exotique »). Parmi les candidats proposés : énergie du vide, quintessence... Ceci pose néanmoins un problème. En effet, si les physiciens des particules déclarent la physique compatible avec une telle composante, ils attendent *a priori* un niveau démesuré plus élevé (plus de 100 ordres de grandeur). Cette difficulté à attribuer l'origine de l'expansion cosmique à un effet de physique des particules est souvent évoquée, paradoxalement, sous les termes de « problème de la constante cosmologique » !

Par ailleurs, l'idée d'inflation (décrite au § 4.5.5) suppose une expansion très rapide et accélérée (par exemple exponentielle) en fonction du temps, durant les tout premiers instants de l'univers. Cela implique une dynamique cosmique momentanément dominée par une énergie exotique (et non pas par Λ , dont l'influence relative augmente nécessairement). S'il y a eu inflation, l'expansion exponentielle a dû cesser rapidement : la contribution de l'énergie exotique a dû disparaître pour une raison ou pour une autre.

Contrairement à la matière et au rayonnement, qui interviennent aussi dans les équations de Friedmann, Λ contribue à la dynamique de l'Univers sans se référer à son contenu. Cette situation insatisfaisante contrarie un des aspects positifs de la relativité générale : sans Λ , le contenu matériel seul déterminerait la dynamique et la géométrie de l'univers. C'est une des raisons pour lesquelles certains rejettent cette constante (ce qui revient à décider qu'elle est nulle) et préfèrent évoquer une énergie exotique, ce qui pose d'autres problèmes.

Les résultats observationnels récents semblent indiquer une accélération de l'expansion. S'ils se confirment, cela implique une constante cosmologique ou une énergie exotique. La valeur de cette constante influe sur l'âge de l'Univers.

3.2.5 Un âge qui n'en est pas un

L'équation (15) donne l'évolution du rayon d'échelle $R(t)$ en fonction du temps cosmique, en supposant que le contenu de l'Univers est sous l'une des formes répertoriées matière, rayonnement (qui n'influe pas sur le calcul), constante cosmologique (et éventuellement énergie exotique). Connaître $R(t)$ permet de calculer l'âge de l'Univers, défini comme le temps écoulé depuis l'instant où le rayon d'échelle de l'Univers était nul, soit $R = 0$.

Tout d'abord, certains modèles cosmologiques (par exemple où la constante cosmologique est non nulle) impliquent que $R(t)$ ne s'est pas annulé dans le passé, pour une valeur finie de t . L'Univers est alors dit d'âge infini et les modèles sans big bang (Figure 3.3).

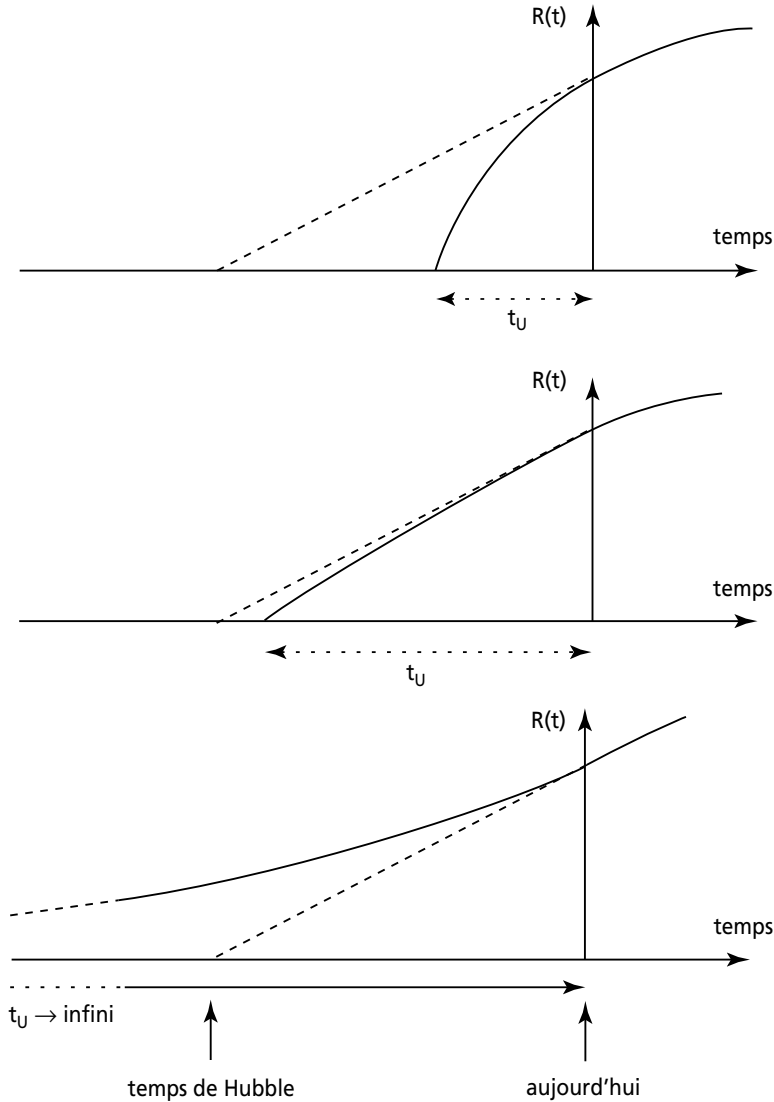


Figure 3.3 – L'âge de l'Univers t_U selon trois modèles cosmologiques.
Dans le dernier cas, l'âge est infini (la constante cosmologique n'est pas nulle dans ce modèle).

Mais les modèles de big bang sont aujourd'hui ceux qui décrivent le mieux l'Univers. Ils se définissent par le fait que, selon l'équation (15), $R(t)$ s'est annulé dans un passé fini. Dans leur cadre, l'âge de l'Univers t_U est défini comme la durée écoulée depuis l'instant où $R = 0$, soit $t_U = H_0^{-1} \int_0^1 F(x) dx$ où la fonction $F(x)$, définie en (15), dépend des constantes Ω_m , Ω_r et Ω_Λ .

Nous savons que Ω_r ne dépasse pas un millièmè de Ω_m : sa contribution à l'intégrale est négligeable. On peut exprimer également ceci en disant que l'Univers est resté pendant moins de 10 millions d'années dominé dynamiquement par le rayonnement ; alors qu'il est resté plus de 10 milliards d'années dominé par la matière. Il est donc légitime de négliger la durée de l'ère dominée par le rayonnement dans le calcul de l'âge de l'Univers. La faible erreur commise ainsi consiste à remplacer, pendant une faible fraction (un dix-millièmè environ) une loi d'expansion $R \propto t^{1/2}$ par $R \propto t^{2/3}$.

Pour une valeur donnée de Λ , t_U décroît avec Ω_m , ainsi qu'avec H_0 .

Dans le cas $\Lambda = 0$, les calculs sont aisés, et donnent

$$t_U = H_0^{-1} \int_0^1 \left(\frac{\Omega_m}{x} + 1 - \Omega_m \right)^{-1/2} dx.$$

Il est facile de constater que $t_U < H_0^{-1} \approx 9,78 \cdot 10^9 \text{ h}^{-1}$ années (le temps de Hubble), quel que soit Ω_m .

Ainsi, en supposant $\Lambda = 0$:

$\Omega_m = 1$ donne un âge $t_U = 6,52 \cdot 10^9 \text{ h}^{-1}$ années exactement.

$\Omega_m > 1$ implique $t_U < 6,52 \cdot 10^9 \text{ h}^{-1}$ années.

$\Omega_m < 1$ implique $6,52 \cdot 10^9 \text{ h}^{-1}$ années $< t_U < 9,78 \cdot 10^9 \text{ h}^{-1}$ années.

Une constante cosmologique positive (respectivement négative) rallonge (resp. raccourcit) ces valeurs. Il faut alors revenir à la formule générale vue plus haut.

L'âge astronomique

L'expansion de l'Univers constitue la première évidence de son évolution. Il est donc naturel que l'âge de l'Univers soit défini par son intermédiaire, ce qui permet de le relier aux paramètres cosmologiques fondamentaux (H_0 , Ω_m et Ω_Λ) : toute mesure concernant t_U apporte une contrainte sur leurs valeurs. L'univers (la phase d'expansion) doit être au moins aussi âgé que les objets qu'il contient. L'âge d'un objet constitue donc une limite inférieure à t_U .

Dans le but d'établir une limite contraignante, les astronomes estiment les âges des étoiles les plus vieilles possibles. Le fait que ces derniers soient de l'ordre de grandeur du temps de Hubble est déjà une indication forte de la validité des modèles de big bang. Ces estimations sont menées selon trois méthodes différentes.

- Le principe de la nucléochronologie est analogue à celui des datations radioactives au carbone 14 : on compare l'abondance d'un certain noyau radioactif à longue durée de vie, mesurée dans une étoile, avec son abondance originale supposée.

Ainsi, l'abondance observée du thorium (durée de vie de 14,05 G-années) dans l'étoile CS 22892 (très pauvre en métaux) suggère un âge voisin de 15,2 G-années pour cette étoile. Des valeurs similaires sont obtenues pour des étoiles du même genre. Néanmoins, compte tenu des incertitudes à la fois dans la théorie (comment, par exemple, connaître l'abondance initiale du thorium dans l'étoile?) et dans les observations, la limite inférieure rigoureuse imposée à l'âge de l'univers ne dépasse pas 8 G-années, relativement peu contraignante.

- Les naines blanches constituent le stade terminal d'évolution des étoiles de masse inférieure à 8 fois celle du Soleil. À la fin de sa vie, une telle étoile se refroidit et

sa luminosité décroît d'une manière caractéristique. L'observation de la décroissance de luminosité (signe de refroidissement) permet, par comparaison avec les prédictions théoriques, de déduire son âge. Mais seules les plus proches de ces étoiles très peu lumineuses sont observables. La limite obtenue sur t_U est également voisine de 8 G-années. Elle sera améliorée lorsque le télescope spatial permettra d'étendre ces analyses aux naines blanches des amas globulaires, et non plus seulement dans le disque, de notre propre Galaxie.

- La troisième méthode fait intervenir les modèles théoriques de l'évolution des étoiles. Les étoiles passent une grande partie de leur vie dans une phase appelée « séquence principale ». Si on mesure la luminosité d'une étoile au moment précis (« *turn off* ») où elle quitte cette étape, on peut en déduire son âge. L'application de cette méthode à l'ensemble des étoiles d'un amas globulaire fournit la meilleure estimation de son âge. Il faut néanmoins connaître son éloignement, ce qui pose toujours problème.

L'amélioration récente des modèles théoriques et les nouvelles calibrations de luminosités stellaires obtenues grâce au satellite Hipparcos, ont permis des estimations finalement pertinentes : autour de 12 G-années pour les amas les plus vieux, la valeur minimale étant de voisine de 10.

La valeur impliquée pour t_U se déduit en ajoutant à cette valeur la durée nécessaire à la formation de l'amas lui-même. Celle-ci est mal connue : entre 0,8 et 2 G-années selon les modèles. L'estimation moyenne de l'âge de l'univers se situe autour de 13, en tout cas supérieure à 11.

La comparaison de ces valeurs aux prédictions des modèles de big bang contraint les paramètres cosmologiques. Par exemple, pour peu que $h_0 > 0,5$ (et en particulier pour la valeur $h_0 = 0,7$, acceptée aujourd'hui), $\Omega_m \geq 1$ et $\Lambda = 0$ impliqueraient un âge supérieur à 13 G-années. Cela est donc exclu, et en particulier la combinaison $\Omega_m = 1$ $\Lambda = 0$ du modèle *Cold Dark Matter* ou CDM (§ 5.2.6), resté longtemps populaire. Les récents autres résultats d'intérêt cosmologique ont d'ailleurs confirmé l'inadéquation de ces modèles.

Rappelons encore, afin d'éviter toute confusion, que le moment même où R s'annule ne correspond pas à une réalité, mais seulement à une propriété mathématique à laquelle il serait erroné de donner une trop grande importance physique.

Temps zéro et temps de Planck

La définition de l'âge de l'Univers donnée plus haut repose sur une reconstitution de l'histoire cosmique, en appliquant les équations de la relativité générale, jusqu'à l'instant où $R = 0$. Mais toutes les dimensions cosmiques étaient alors très petites, et la matière cosmique tellement condensée que la physique connue est inapplicable pour décrire ces instants. En particulier, la théorie de la relativité générale ne peut plus être invoquée pour décrire la dynamique de l'Univers. Les équations de Friedmann, et les modèles de big bang perdent leur validité, ce qui empêche d'extrapoler jusqu'à $R = 0$ (ce qui entraînerait une densité infinie).

Néanmoins, par pure commodité on choisit de dater les instants *comme si* l'on pouvait prolonger (dans le passé) la loi d'expansion jusqu'à $R = 0$. On choisit de

faire coïncider l'instant zéro ainsi défini avec le moment où le rayon d'échelle s'annule, en poursuivant (fictivement) l'expansion vers le passé.

Dans cette échelle de temps conventionnelle, apparaît un moment remarquable, le temps de Planck t_{Planck} , dont la valeur est de 10^{-43} sec (Figure 3.4). Il marque le moment à partir duquel la relativité générale s'applique. L'échelle de temps cosmique ainsi définie ne prend son véritable sens physique que pour des instants ultérieurs à t_{Planck} . Toute considération sur les modèles cosmologiques en deçà du temps de Planck est incertaine. En effet, la densité est telle que les phénomènes quantiques ne sont plus négligeables par rapport à la gravitation. La relativité générale et le modèle cosmologique qui en découle, étant purement classiques, sont alors obsolètes. En particulier, il est bien entendu tout à fait abusif de parler du *big bang* comme instant du début, ou de la création de l'Univers.

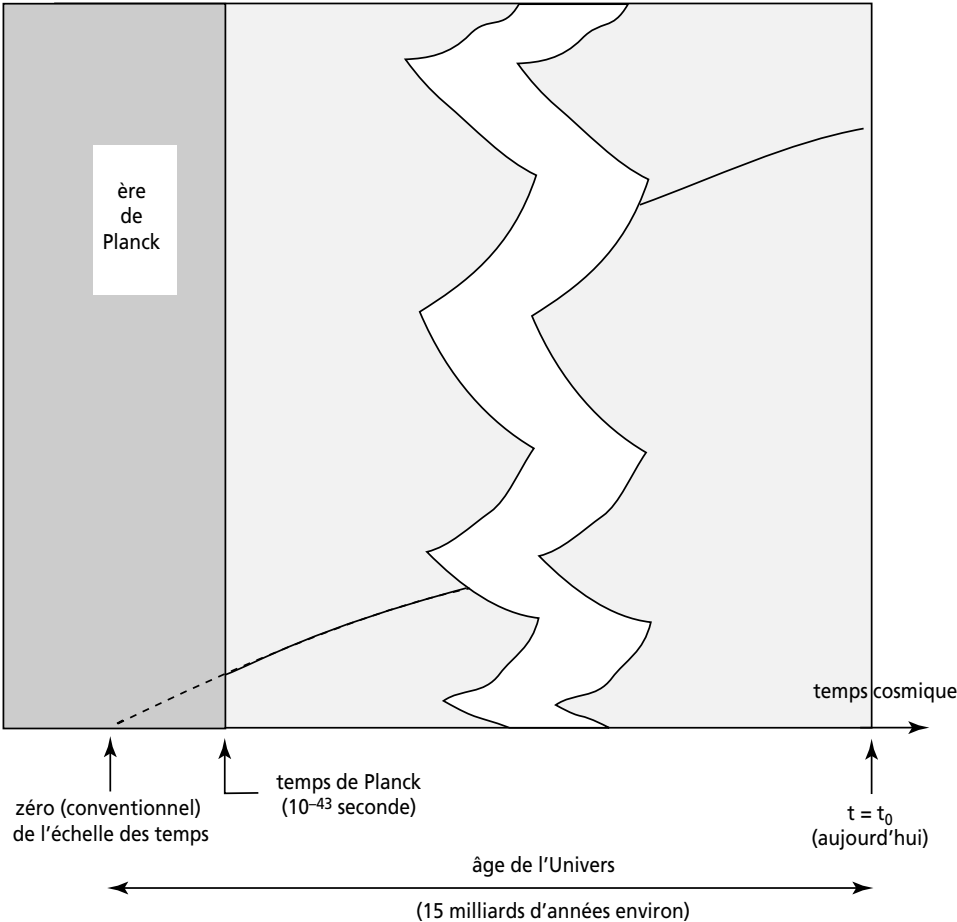


Figure 3.4 – Le choix du zéro de l'échelle des temps cosmiques permet de définir l'âge de l'Univers.

Quel sens faut-il alors donner à ce que nous définissons comme âge de l'Univers ? Il s'agit de la durée écoulée depuis le début de la phase d'expansion qui nous concerne. Le temps de Planck est si petit devant les milliards d'années d'évolution de l'Univers que l'on ne fait qu'une infime erreur en prenant $t = 0$ à la place ! S'il y a eu, avant t_{Planck} , une autre phase d'expansion dans l'histoire de l'Univers (ou toute autre phase de nature différente, voir § 4.5.6) sa durée n'est pas comptée. Le terme « âge de l'Univers » constitue donc un abus de langage. En particulier, il serait erroné de l'assimiler au temps écoulé depuis une « naissance » ou une « création » de l'Univers. Toujours est-il que la définition est opérationnelle car, selon même les modèles de big bang, chacun des objets que nous connaissons — les objets astronomiques comme étoiles, galaxies, etc., mais aussi les objets microscopiques, atomes et leurs noyaux, molécules, cristaux — n'ont pris naissance que bien après le début de cette phase.

Quant à savoir ce qui a pu se passer avant t_{Planck} , c'est un autre problème. Vu l'échelle de temps que nous avons choisie, nous serions obligés de repérer les événements par des valeurs négatives du temps (ce qui n'aurait rien de plus mystérieux que de repérer des dates avant la naissance du Christ). Cela soulignerait le caractère conventionnel de l'échelle de temps choisie.

L'instant zéro

Lorsque l'on impose aux modèles de big bang une description par la stricte théorie de la relativité générale, la valeur de R s'annule dans le passé, pour une valeur finie du temps. Nous avons, plus haut, choisi la constante d'intégration de manière à ce que R s'annule pour $t = 0$, mais ce n'est qu'une commodité conventionnelle. Nous aurions pu choisir aussi bien de baptiser année 1789 l'instant correspondant à $R = 0$. Cela aurait été moins suggestif, mais peut-être aussi moins trompeur, car il convient de répéter que la validité de ces équations ne s'étend pas (dans le passé) jusqu'aux instants où R s'annule.

Répétons-le, la relativité générale devrait être remplacée, aux fortes densités, par une autre théorie (quantique ?) de la gravitation, dont nous ne disposons pas encore (voir § 4.6). Nous savons donc que nos modèles ne sont pas valables pour décrire l'évolution de l'Univers loin dans le passé mais nous n'avons rien de fiable pour les remplacer. Nous devons donc reconnaître les limites de notre connaissance (d'ailleurs déjà très spéculative, même lorsque l'on remonte à des instants moins reculés). Retenons en tout cas que l'évolution décrite par les modèles simples exposés ici reste approximativement valable jusqu'à des valeurs de R et de t proches de zéro ; que l'instant 0 lui-même n'est qu'une prolongation commode du modèle, mais certainement pas une réalité.

- 4.1 Vers le big bang
- 4.2 Le fond diffus cosmologique
- 4.3 Les événements de l'univers primordial
- 4.4 La nucléosynthèse primordiale
- 4.5 L'univers très primordial
- 4.6 Cosmologie quantique

4.1 VERS LE BIG BANG

4.1.1 Expansion, dilution et refroidissement

Nous avons jusqu'ici donné une description relativement géométrique (et dynamique) de l'Univers, sans nous intéresser à son contenu. La manifestation essentielle en est que toute longueur cosmique augmente avec le temps, proportionnellement au facteur d'échelle $R(t)$; tout volume cosmique proportionnellement à $R(t)^3$, ce qui entraîne une dilution de tout ce que contient l'Univers.

Une quantité déterminée de matière se retrouve (en moyenne) répartie dans un volume augmentant comme $R(t)^3$ avec le temps. Donc, sa densité numérique (nombre de particules par unité de volume) décroît comme R^{-3} ; rappelons que la densité d'énergie de la matière non relativiste décroît aussi proportionnellement à R^{-3} , et celle de la matière relativiste ou du rayonnement comme R^{-4} . L'expansion entraîne donc une évolution du contenu de l'Univers et, de ce fait, l'Univers a une histoire. Pouvons-nous la reconstituer? C'est précisément ce que font les modèles cosmologiques, les modèles de big bang que nous décrivons ici.

Plus nous remontons dans le passé, plus l'Univers était dense. Plus il était également chaud. Telles sont les premières caractéristiques de l'Univers selon les modèles de big bang. Dans l'univers primordial, les densités de la matière et du rayonnement excédaient toutes deux la valeur de $2.10^{-21} \text{ g.cm}^{-3}$; la température (commune à la matière et au rayonnement) dépassait 5 000 K. Matière et rayonnement étaient répartis de manière extrêmement homogène.

4.1.2 Absence de structures

Loin dans le passé (pendant le premier milliard d'années environ), n'existaient ni galaxies, ni étoiles. Plus loin encore, (durant le premier million d'années environ), la température était si forte que les atomes eux-mêmes ne pouvaient exister sans être aussitôt brisés en leurs constituants, noyaux et électrons. Encore plus loin (pendant les premières minutes), aucun noyau atomique n'aurait pu résister aux fortes températures et densité de l'univers primordial : les premiers noyaux sont apparus seulement après quelques minutes de l'histoire cosmique. Et les particules élémentaires elles-mêmes n'ont sans doute pas toujours existé. Nos connaissances physiques ne permettent pas de reconstituer toute l'histoire (vers le passé) jusqu'au temps de Planck. Sans doute y a-t-il bien eu expansion, dilution, refroidissement depuis cet instant. Mais nous n'avons pas tous les outils nécessaires pour connaître exactement les caractéristiques du contenu de l'Univers à ces instants anciens. La validité de nos modèles physiques est dépassée.

Par ailleurs, la reconstitution de l'histoire passée de l'Univers fait apparaître l'importance considérable du rayonnement électromagnétique. Ceci pour deux raisons. D'une part, les lois de dilution de l'énergie du rayonnement diffèrent de celles de la matière, comme nous l'avons vu : plus on remonte dans le passé, plus la densité d'énergie du rayonnement était importante par rapport à celle de la matière. La dynamique de l'univers primordial (environ le premier million d'années), était dominée par le rayonnement (*Figure 4.1*).

D'autre part, pendant à peu près la même période, le rayonnement présent était en étroite interaction avec la matière. De ce fait, l'univers primordial était opaque. Comme nous le verrons, les étoiles ou galaxies ne pouvaient s'y condenser.

Ce n'est qu'à la fin de cette ère primordiale, après environ 300 000 ans (à une température voisine de 4 000 K) que la matière de l'Univers est devenue transparente. À partir de ce moment, s'est initié un processus de contraction locale (comparée à l'expansion globale), qui aboutira, des centaines de millions d'années plus tard, à l'apparition des premières étoiles et galaxies, ce que nous décrivons au chapitre 5.

4.1.3 Équilibres thermiques

Pendant la période primordiale (premier million d'années environ), l'Univers était chaud et dense. La matière émettait alors du rayonnement électromagnétique selon le même processus qui fait qu'un corps incandescent émet de la lumière visible. Mais la matière de l'Univers, plus chaude que n'importe quel corps incandescent, émettait un rayonnement beaucoup plus énergétique que la lumière visible. À vrai dire, il est plus exact de dire que la matière était en équilibre avec ce rayonnement, par de constantes absorptions et émissions de photons par le gaz de matière. Celui-ci baignait dans un rayonnement avec lequel il interagissait sans cesse. Il en résultait par exemple que matière et rayonnement restaient à la même température (la température d'un rayonnement caractérise ses propriétés énergétiques, son domaine spectral : ainsi un corps incandescent émet du rouge puis du blanc lorsqu'il est chauffé. Un peu moins chaud il émet de l'infrarouge. Plus chaud au contraire, il émet des ultraviolets, des rayons X ou gamma).

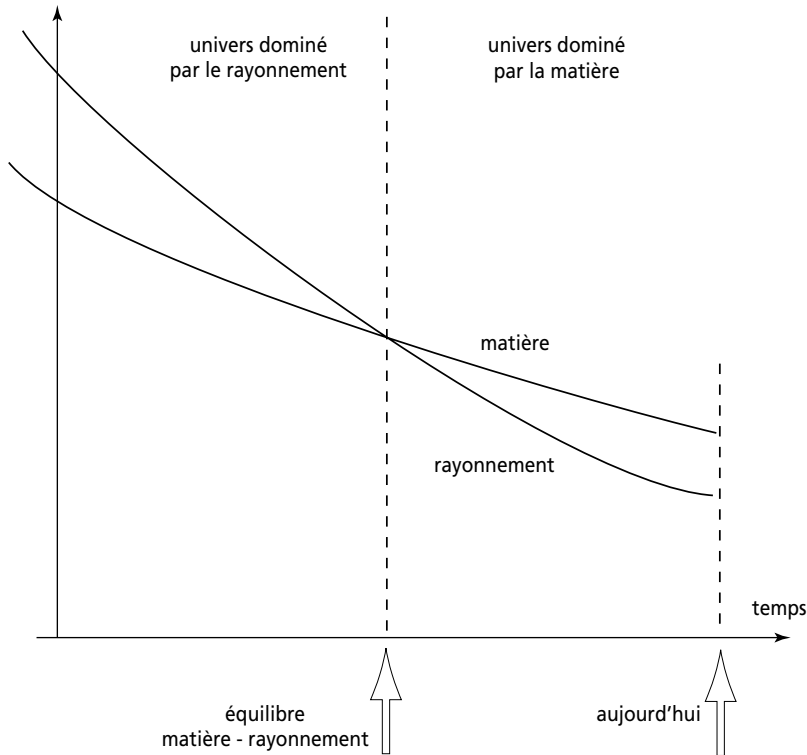


Figure 4.1 – Les densités de la matière et du rayonnement se diluent différemment avec l'expansion. Elles étaient égales au moment de «l'équivalence matière-rayonnement».

Ce contenu de l'Univers dense et chaud au début de son histoire constitue la caractéristique essentielle des modèles de *big bang*. Forte densité et forte température sont précisément les conditions qui permettent que les taux de réactions de toutes sortes soient très élevés. Ces réactions incessantes ont permis, pendant la plus grande partie de l'univers primordial, aux différentes espèces de matière et de rayonnement d'interagir et donc de rester en équilibre mutuel. Si l'on remonte suffisamment loin dans le passé (par exemple à une température de 10^{12} K, soit à un temps $t = 10^{-5}$ seconde), toutes les espèces de particules présentes étaient en équilibre. Les lois de la statistique quantique permettent de calculer leurs abondances et toutes leurs caractéristiques. L'état de l'Univers à l'instant correspondant peut être bien connu car il est relativement simple : c'est un état d'équilibre. Cet instant constitue un point de départ commode pour calculer la suite des événements.

L'histoire de l'Univers se caractérise par une rupture progressive de cet équilibre. Petit à petit, au fur et à mesure de la diminution de la densité et de la température, les différentes espèces de particules, l'une après l'autre, s'écartent de l'équilibre thermique.

4.1.4 L'Univers dominé par le rayonnement

C'est en premier lieu la fonction $R(t)$ qui permet de suivre l'évolution de l'Univers. En effet, les distances cosmiques augmentent proportionnellement à R , les volumes comme R^3 ; la densité d'énergie de la matière diminue comme R^{-3} , celle du rayonnement comme R^{-4} . La température du rayonnement dans l'univers primordial diminue comme R^{-1} (pour un rayonnement thermique, densité et température sont reliées selon les lois de la statistique quantique). Les équations de Friedmann permettent de calculer cette fonction $R(t)$ comme nous l'avons vu précédemment. La dynamique de l'univers primordial était dominée par le rayonnement.

Le jeu consiste alors à déterminer quelles sont, à un instant donné, les espèces en équilibre et celles qui ont quitté l'équilibre. À 10^{-5} s, toutes les espèces connues participent encore à l'équilibre. Les lois de la statistique nous fournissent toutes leurs caractéristiques (hormis peut-être quelques fluctuations que nous examinerons dans un second degré d'analyse). Partant de cet instant d'équilibre connu, nous pouvons reconstituer la suite du déroulement de l'évolution de l'Univers.

Quelles sont ces différentes espèces en présence? La réponse à cette question importante ne va pas de soi. Nous devons, bien entendu, considérer les composantes de la matière ordinaire : protons, neutrons et électrons. Il faut y ajouter leurs antiparticules, antiprotons, antineutrons et positrons. Si celles-ci ne jouent (très probablement) aujourd'hui aucun rôle cosmologique, il n'en a pas toujours été nécessairement ainsi. Nous devons y rajouter les trois espèces de neutrinos (électronique, muonique et tauonique) et les antineutrinos associés, les muons, les pions, etc. Il faut s'intéresser aux photons, particules du rayonnement électromagnétique. Enfin, des particules non encore identifiées existent ou ont probablement existé, avec un rôle cosmologique important notamment en tant que masse cachée. Il convient d'imaginer ce qu'auraient pu être leurs caractéristiques.

4.1.5 Le couplage matière-rayonnement

La matière que nous observons aujourd'hui se constitue essentiellement de baryons (protons p et neutrons n), associés ou non dans des noyaux d'atomes et d'électrons. Ces différentes espèces, couplées entre elles par le jeu des interactions électriques et nucléaires, réagissent en première analyse globalement, comme une seule composante, ce que nous appelons *matière baryonique*. Il est essentiel d'examiner son couplage avec le rayonnement.

Du fait de l'équilibre thermique qui régnait, tôt dans l'Univers, matière baryonique et rayonnement se décrivaient par des distributions thermiques, précisément, à une température commune T_U . Tant que cet équilibre a duré, nous pourrions parler de T_U comme de la *température de l'Univers*. Mais ce concept a perdu son sens lorsque l'équilibre a été rompu.

L'équilibre entre matière et rayonnement est assuré par l'interaction continue entre les photons du rayonnement et les particules de matière. Dans les conditions actuelles, les électrons sont liés aux noyaux pour former des atomes électriquement neutres (qui eux-mêmes peuvent se combiner en molécules, cristaux, minéraux, etc.).

Mais aux milliers de degrés de l'univers primordial, la matière était *ionisée* : les électrons étaient séparés des noyaux.

C'est cette ionisation qui assurait, dans l'univers primordial, les interactions entre photons et matière, responsables de l'équilibre entre matière et rayonnement. En effet, les photons du rayonnement rencontrent les électrons libres du gaz ionisé. Ils interagissent (diffusent) avec eux et ne peuvent donc se propager librement. Le gaz ionisé ne laisse donc pas passer le rayonnement : il n'est pas transparent mais opaque. De plus, ces interactions entre photons et électrons assurent un total couplage dynamique entre rayonnement et matière.

Tant qu'elle est restée ionisée, la matière de l'Univers était donc couplée au rayonnement : les deux composantes avaient même température et même évolution dynamique. En particulier, la matière n'aurait pu se condenser sans entraîner le rayonnement ; or celui-ci, par sa forte pression, possède une capacité énorme de résistance à la compression. C'est sa présence qui a empêché la formation des galaxies de commencer trop tôt.

4.2 LE FOND DIFFUS COSMOLOGIQUE

4.2.1 Découplage et recombinaison

L'univers primordial correspond, *grosso modo*, aux premières centaines de milliers d'années de l'histoire cosmique. La transition avec l'univers plus récent est marquée par la recombinaison, vers 300 000 ans. (Il est à noter que cela correspond approximativement à la période de l'histoire cosmique dominée par le rayonnement.) Avant la recombinaison, tous les électrons présents dans l'univers étaient libres, c'est-à-dire non rattachés à des noyaux d'atomes. Autrement dit, la matière était entièrement ionisée. La recombinaison qualifie le moment où cette ionisation a disparu : les électrons, auparavant libres, se sont « recombinaison » (il vaudrait mieux dire « combinés ») aux protons (noyaux d'hydrogène) pour former des atomes d'hydrogène neutres.

L'ionisation de la matière a chuté très fortement, et donc également l'abondance des électrons libres, non rattachés à des atomes. Or c'est par l'intermédiaire des électrons libres que matière et rayonnement interagissaient entre eux (aux longueurs d'onde qui nous concernent, les photons interagissent extrêmement peu, quasiment pas, avec les atomes neutres). La recombinaison marque donc la fin des interactions entre ces deux espèces, de leur couplage dynamique. Ce *découplage** dynamique permet à la matière et au rayonnement de poursuivre, à partir de ce moment, des histoires séparées.

Première conséquence du découplage dynamique : la matière, jusqu'alors empêchée de se condenser par la pression du rayonnement auquel elle était liée, devient libre : la pression du rayonnement n'empêche plus sa contraction. Le long et complexe processus de l'*instabilité gravitationnelle* commence. Il aboutira, des centaines de millions d'années plus tard, à l'apparition des étoiles, galaxies et autres structures cosmiques. Nous en étudierons plus loin (chapitre 5) les étapes.

La seconde conséquence concerne le rayonnement : à partir de la recombinaison, les photons se propagent librement, sans interaction. Le gaz cosmique, neutre, est devenu transparent, si bien que le rayonnement peut traverser d'immenses étendues

cosmiques et arriver jusqu'à nous. Nous l'observons sous la forme du fond diffus cosmologique (par la suite CMB, sigle de *Cosmic Microwave Background radiation*), dont l'existence et les caractéristiques constituent la confirmation la plus éclatante des modèles de big bang (Figure 4.2). Puisqu'il n'a subi quasiment aucune interaction, il témoigne de l'époque de la recombinaison, pour peu que nous sachions déchiffrer l'information qu'il contient.

Avant la recombinaison, la matière, ionisée, se composait essentiellement de protons, neutrons et électrons (et aussi, après quelques minutes, de noyaux d'hélium*, c'est-à-dire d'assemblages de protons et de neutrons liés par les forces nucléaires). Elle était opaque au rayonnement électromagnétique. Matière et rayonnement étaient dynamiquement liés, ce qui interdisait toute condensation. Ils étaient également en équilibre thermique : même température T_U , décroissante comme R^{-1} du fait de l'expansion.

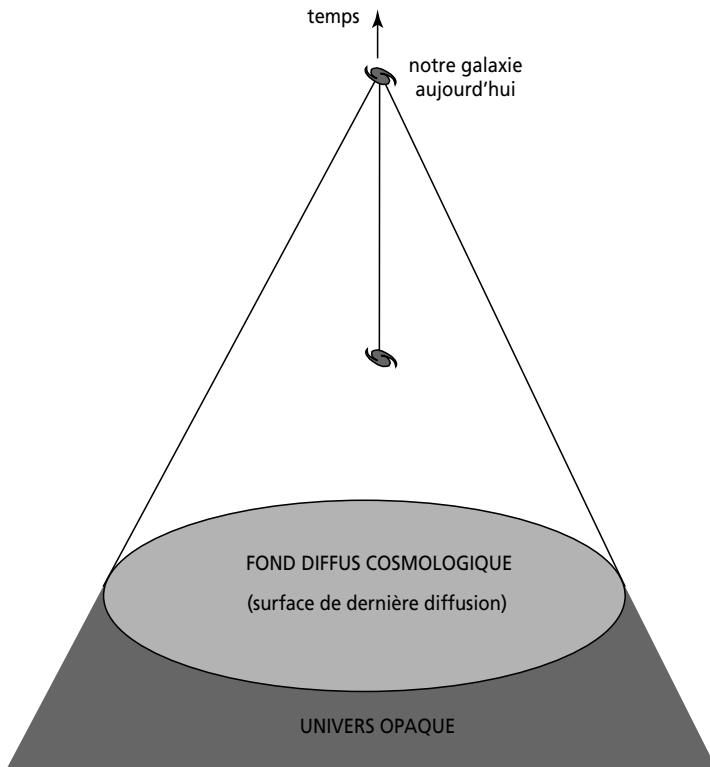


Figure 4.2 – Le fond diffus cosmologique est issu d'une sphère (un cercle sur le schéma) située dans le passé et nommée «sphère de dernière diffusion».

L'étape de la recombinaison est définie par sa température $T_{\text{rec}} \approx 3\,000\text{ K}$: c'est lorsque la température T_U de l'univers a décru jusqu'à cette valeur que les électrons et les protons (et noyaux) se sont recombriqués, que l'ionisation* a cessé (ou du moins fortement chuté). En effet, à $5\,000\text{ K}$, les lois de l'équilibre d'ionisation énoncent que plus de 99 % de l'hydrogène est ionisé alors que, vers $3\,000\text{ K}$, cette fraction

descend en dessous de 1 %. Nous adopterons par la suite une valeur de 3 000 K, tout en gardant à l'esprit que la recombinaison et le découplage qui en résultent ne sont des processus ni complets ni instantanés.

Nous savons que la température du rayonnement décroît comme $1/R \propto (1+z)$. Aujourd'hui ($z=0$), les observations du CMB nous indiquent une valeur de 2,735 K. Le moment de la recombinaison est donc repéré par une valeur $z_{\text{rec}} \approx 1\,100$ du décalage vers le rouge. Sa date est voisine de 300 000 ans (la correspondance décalage-date dépend, rappelons-le, du modèle cosmologique).

4.2.2 Le fond diffus cosmologique

À partir de la recombinaison, le rayonnement n'interagit quasiment plus avec la matière : l'Univers est pour lui comme vide et il s'y propage librement, sans que rien ne lui arrive, sinon de subir l'expansion cosmique. En l'absence d'interaction avec la matière, il n'y a ni disparition (absorption), ni création (émission) de photons. La densité numérique des photons — leur nombre par unité de volume — varie comme R^{-3} . On peut l'exprimer en énonçant que leur densité (numérique) comobile reste constante.

Mais, le rayonnement subit le décalage vers le rouge. L'expansion cosmique décale les fréquences (diminue les énergies individuelles) de chacun des photons qui le constituent, proportionnellement à R^{-1} . Le spectre (répartition des fréquences) conserve la même forme, mais globalement décalée en longueur d'onde : il suit très exactement une loi thermique, à une température $T(t) = T_{\text{rec}} \frac{1+z}{1+z_{\text{rec}}}$.

Bien que le rayonnement soit livré à lui-même, sans interaction avec la matière, sans que rien n'assure son équilibre, son spectre conserve la forme d'équilibre thermique qu'il possédait déjà à la recombinaison. Sa température décroît comme $1/R(t)$, l'inverse du facteur d'échelle : il continue à remplir l'Univers, tout en se refroidissant. Par ailleurs, le rayonnement est transmis tel qu'il était à la recombinaison (en première approximation) : sa structuration, de niveau très faible, mais d'intérêt fondamental, est préservée.

Le rayonnement observé

Le rayonnement qui baignait l'Univers à la recombinaison était à une température de 3 000 K environ, donc essentiellement composé de photons du domaine de la lumière visible ou ultraviolette. L'énergie de chaque photon était, à cette époque, de l'ordre de l'électron-volt*, sa longueur d'onde voisine de 0,1 micromètre. Aujourd'hui, ce rayonnement est beaucoup moins énergétique, de température $\frac{3\,000\text{ K}}{1+z_{\text{rec}}}$. Étant donnée la valeur $z_{\text{rec}} \approx 1\,100$, ses photons appartiennent essentiellement au domaine des ondes radio, de longueur d'onde voisine du millimètre. Les radioastronomes observent bien un tel rayonnement diffus, extrêmement homogène, au spectre thermique (de « corps noir »*), tel que le prédit le modèle de big bang qu'il confirme ainsi brillamment. Ce fond diffus cosmologique se présente dans le domaine des micro-ondes radio (d'où *Cosmic Microwave Background radiation* selon la terminologie anglo-saxonne).



ENCART 4.1 La découverte du fond diffus cosmologique

En 1949, les astrophysiciens Alpher et Herman, collaborateurs de Georges Gamow, avaient prédit l'existence d'un rayonnement diffus cosmologique, à une température de quelques degrés K seulement. L'année 1964, la même prédiction avait été reformulée, d'une part par les Soviétiques Doroshkevich et Novikov, d'autre part par le groupe de Princeton: Robert Dicke et Jim Peebles avaient prévu son existence, dans le cadre de modèles cosmologiques oscillants (où se déroulaient des cycles big bang – expansion – effondrement – rebond – nouveau cycle).

Les astrophysiciens Peter Roll et David Wilkinson, du même groupe, avaient commencé à concevoir et à construire un radiomètre capable de mesurer ce fond diffus cosmologique.

Par ailleurs, dès la fin des années 1950, les laboratoires de la Compagnie Bell Telephone commençaient à travailler sur les problèmes de communication avec les satellites. Non loin de Princeton, deux astrophysiciens des laboratoires de la compagnie, Arno Penzias et Robert Wilson, mettaient au point une antenne en forme de cornet, adaptée à la détection de signaux faibles. Cette antenne de 3 m d'ouverture avait été construite en 1961 afin de recueillir les faibles signaux du satellite Echo lancé par la NASA en 1959.

En 1963, ils travaillaient à transformer l'instrument (antenne et détecteur) en radiotélescope, afin d'observer certaines sources astronomiques. Dès leurs premières observations, les deux radioastronomes s'aperçurent qu'ils enregistraient des flux plus élevés que prévu. Cet «excès de température de l'antenne» restait incompris.

L'absence de variation du signal avec l'angle de pointage sur le ciel excluait une origine atmosphérique, ou des interférences d'origine humaine perturbant les mesures. Ils excluaient également une origine dans notre galaxie, la Voie lactée, comme de sources astronomiques discrètes. Ayant calculé que le rayonnement ne pouvait être causé par l'antenne elle-même, ils étaient sur le point de perdre tout espoir de mesures absolues, lorsqu'un collègue leur mentionna les travaux des astrophysiciens de Princeton.

Après confrontation, il fut bien reconnu que venait d'être détecté le fossile de l'univers primordial prévu par les modèles de type big bang. Deux articles furent envoyés conjointement à l'*Astrophysical Journal*. Le premier (Penzias et Wilson, vol. 142, p. 419, juillet 1965) annonçait la découverte d'un rayonnement électromagnétique diffus isotrope, non polarisé, sans aucune variation de type saisonnier, en provenance de l'Univers. Le second (Dicke, Peebles, Roll et Wilkinson, vol. 142, p. 414) en donnait l'interprétation: une radiation «émise» par l'Univers alors qu'il était dans une phase primordiale très chaude et dense.

C'était exactement ce que qu'avaient prévu Georges Gamow, Ralph Alpher et Robert Herman une quinzaine d'années plus tôt. La découverte fut considérée, et le reste toujours, comme un argument très puissant en faveur des modèles de big bang. Elle valut, en 1978, le prix Nobel de physique à ses deux auteurs.

Après confirmation de la découverte, le groupe de Princeton se consacra à l'observation de ce rayonnement diffus. Sa nature thermique, prévue par les modèles, fut confirmée, sa température estimée à $3,0 \pm 0,5$ K. Bien d'autres observations vinrent compléter celles-ci. En 1966, la nature du spectre était vérifiée sur deux décades, de 2,6 mm à 21 cm.

Dans les années qui suivirent la découverte du fond diffus, de nombreuses observations en révélèrent deux caractéristiques principales : son caractère thermique et son extrême isotropie. Tous deux correspondaient précisément aux prévisions des modèles de big bang, alors qu'aucune autre explication ne pouvait en être proposée. En plus de l'existence même du CMB, ces résultats corroboraient donc fortement les modèles de big bang.

Il existe cependant de très faibles écarts à ces régularités : d'une part des *écarts au spectre thermique*, excès ou défaut de photons d'un certain domaine d'énergie ; et d'autre part des *anisotropies*, excès ou défaut de rayonnement (de son intensité) dans une ou certaines directions du ciel. Ces effets très faibles sont prévus par les modèles, et sont observés depuis quelques années. La confrontation entre prédictions théoriques et résultats d'observation est une mine d'informations cosmologiques.

4.2.3 Le spectre de corps noir du CMB

Le caractère *thermique* du rayonnement se traduit par la forme du spectre : une loi de *corps noir* selon laquelle se distribuent les énergies des photons qui le constituent. Cela implique que l'origine de ce rayonnement remonte à une phase très chaude et très dense de l'univers. Les observations successives, à différentes longueurs d'onde autour du millimètre, ont confirmé cette nature thermique.

Le spectre d'un rayonnement thermique est entièrement caractérisé par sa température. Celle du CMB a été mesurée avec une grande précision. La mesure la plus précise, effectuée par le satellite américain COBE (*COsmic Background Explorer*, voir ci-après), donne la valeur de 2,735 K, avec une incertitude extrêmement faible.

Ce rayonnement, originaire de l'instant $z_{\text{rec}} = \frac{3\,000}{2,7} \approx 1\,100$, représente la trace la plus ancienne que les astronomes aient jamais enregistrée. Il s'est propagé librement, rappelons-le, depuis le découplage jusqu'à aujourd'hui. Les caractéristiques que nous pourrions lui trouver (écarts au spectre purement thermique, anisotropies) devraient donc constituer autant de fossiles de cet instant reculé. C'est pourquoi les astronomes l'observent avec autant d'opiniâtreté : après avoir confirmé les modèles de big bang, en première analyse, il nous livre ensuite plusieurs informations à leur sujet (voir § 5.2.5 et § 5.2.6).

Toutes les formes de matière et de structures que nous connaissons n'ont pris naissance que bien après la recombinaison, moment où ce rayonnement a interagi pour la dernière fois avec la matière. Ses caractéristiques ne concernent donc pas ces objets.

4.2.4 Les écarts au spectre thermique

Au cours des décennies qui ont suivi la découverte du CMB, divers groupes ont cherché, avec des techniques de plus en plus sophistiquées, à mettre en évidence des écarts à la distribution spectrale de corps noir. L'absence de détection confirma de manière éclatante les modèles de big bang, surtout en regard de l'absence de tout autre modèle capable d'en rendre compte. Un épisode de l'histoire des observations

du fond diffus peut nous en convaincre. Au début des années 1980, un groupe d'observateurs américains et japonais annonçait la détection, dans le domaine des longueurs d'ondes submillimétriques, d'un excès de rayonnement diffus par rapport à la loi thermique : un écart aux prédictions des modèles de big bang ! La communauté astronomique fut prise d'une grande excitation : ces résultats semblaient vraiment *incompatibles avec les modèles de big bang*, et posaient un réel problème. Il apparut par la suite (et ce fut confirmé par les observations du satellite COBE, voir ci-dessous) que ces résultats étaient erronés. L'anecdote illustre à quel point la confiance des astrophysiciens dans les modèles de big bang repose sur les observations : un seul résultat défaillant ébranle toute cette confiance. *A contrario*, chaque résultat en accord le confirme d'autant plus.

Bien entendu les modèles de big bang (et, de manière plus générale, tout modèle cosmologique) ne sont destinés qu'à décrire les propriétés *globales* de l'univers. Il faut leur adjoindre une description plus fine pour rendre compte de la présence des galaxies, étoiles, et de tous les objets et systèmes cosmiques observés par ailleurs. Or la présence de ces objets, et les contraintes liées à leur formation, modifient légèrement les propriétés du CMB. Si le spectre reste globalement d'allure thermique, de petits écarts à la loi de corps noir peuvent être présents (bien inférieurs cependant à ceux que prétendait avoir détectés l'équipe américano-japonaise). Également, de faibles anisotropies sont attendues, d'une région à l'autre. Les caractéristiques de telles perturbations sont estimées dans le cadre de tel ou tel scénario proposé pour décrire la formation des galaxies et des structures (voir chapitre 5).

Selon les modèles de big bang, les photons du corps noir ont interagi pour la dernière fois avec la matière au moment de la recombinaison, et sont demeurés inchangés jusqu'à aujourd'hui. Mais, en fait, certains ont rencontré, sur leur trajet, quelques parcelles de la matière cosmique présente. L'interaction avec les électrons libres qu'elles comportent aurait modifié le spectre, selon le processus de diffusion Compton, et détruit son caractère purement thermique.

Il est d'usage de rendre compte d'un écart du spectre à une forme de corps noir par un *paramètre de Comptonisation* y . Par exemple, le résultat (erroné) de l'équipe américano-japonaise correspondait à $y \approx 0,03$. Plus il y a de gaz très chaud (abritant des électrons libres) entre les galaxies et les amas, plus y doit être important. L'existence de grandes quantités de gaz chaud avait par exemple été suggérée pour expliquer la présence d'un rayonnement X diffus dans l'univers. L'instrument FIRAS à bord du satellite COBE (voir ci-dessous) a finalement mesuré $y < 10^{-3}$. Cela a confirmé le caractère erroné des précédents écarts. Cela exclut la présence de grandes quantités de gaz chaud dans l'univers. Il a donc fallu chercher ailleurs l'explication du fond diffus de rayons X.

Il est ainsi très bien établi que, à la précision actuelle des mesures (excellente grâce à COBE), le spectre du CMB obéit à une loi de corps noir. Le caractère thermique du rayonnement, et par là même les modèles de big bang, sont spectaculairement confirmés. En outre, FIRAS a donné avec une très bonne précision la température du CMB, soit $T = 2,735$ K. Mais la valeur même présente moins d'intérêt que la confirmation de la nature thermique du spectre.

COBE, Relikt, WMAP et les autres

Les résultats dont nous venons de parler sont dus au satellite COBE. Lancé en 1989 par la NASA, c'était le premier satellite (presque) totalement consacré aux observations du CMB. Les résultats qu'il a obtenus ont valu à ses deux principaux concepteurs, John Mather et George Smoot, le prix Nobel de physique en 2006.

L'instrument DMR (pour *Diffuse Microwave Radiometer*, radiomètre différentiel à micro-ondes) était destiné à comparer les intensités du rayonnement dans deux directions du ciel. Il a pu ainsi dresser une cartographie du ciel, aux trois longueurs d'onde de 3,3 ; 5,7 et 9,6 mm. Il a pu pour la première fois détecter, et dans une certaine mesure cartographier, les anisotropies du CMB, du moins aux grandes échelles angulaires (au-delà de 7° sur le ciel, voir ci-dessous).

Le spectrographe FIRAS (interféromètre de Michelson), chargé de mesurer de manière très précise le spectre du rayonnement détecté (par comparaison avec un corps noir de référence embarqué sur le satellite), a donné la température du rayonnement, et les limites supérieures pour les écarts à la loi thermique. Le troisième instrument, le photomètre infrarouge DIRBE, a surtout permis de connaître les propriétés du ciel infrarouge, et des composantes autres que le fond diffus cosmologique (contribution de la Voie lactée ou des autres galaxies).

La tâche du satellite soviétique Relikt, lancé en 1983, était similaire à celle du DMR de COBE. Ses résultats sont comparables, bien que de moindre précision.

Depuis, les fluctuations angulaires ont été détectées à des échelles plus faibles, par de nombreuses expériences. Lancé en 2001 par la NASA, l'explorer WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) a fourni des cartes complètes du ciel, dans cinq bandes de fréquence. Cela a permis d'estimer le spectre de température angulaire jusqu'à une résolution angulaire de $12'$ environ (voir les compléments en ligne sur dunod.com). Il a également mis en évidence sans ambiguïté les *oscillations baryoniques acoustiques* (BAO) que la théorie avait prédites dès les années 1970. Celles-ci sont la trace des oscillations auxquelles était soumis le plasma matière – rayonnement avant la recombinaison (voir ci-dessous). Le satellite Planck de l'ESA (lancé en 2009) étendra encore ces résultats : meilleure résolution angulaire, meilleures estimations des fonds de rayonnements (et donc meilleures corrections des signaux), mesures de polarisation plus complètes.

4.2.5 Les anisotropies du CMB

Le rayonnement diffus a été engendré au moment de la recombinaison, dans un univers alors très homogène. Ayant conservé ses caractéristiques de cette époque, il apparaît extrêmement isotrope, c'est-à-dire identique quelle que soit la direction du ciel dans laquelle on l'observe. Cette isotropie — uniformité, sur le ciel, de l'intensité (ou de la température) du CMB — est effectivement observée avec une précision voisine de 10^{-5} (en dehors d'une *anisotropie dipolaire* très particulière, qui n'est pas une propriété du CMB lui-même, mais un effet du mouvement de notre Galaxie dans l'Univers). Elle ne s'explique que dans le cadre des modèles de big bang, dont elle constitue une des confirmations les plus importantes.

Mais les modèles de big bang prédisent néanmoins de très faibles écarts à cette uniformité. Longtemps attendus, les premiers furent détectés en 1992, après des décennies d'efforts par le satellite COBE. Leurs caractéristiques nous apportent des informations considérables sur les modèles cosmologiques (en nous fournissant les valeurs de certains paramètres cosmiques), sur l'état de l'univers au moment de la recombinaison, sur les éventuels processus (inflation, défauts topologiques, ondes gravitationnelles...) qui auraient pu se dérouler antérieurement. Enfin, ils dévoilent d'importantes informations sur le long processus qui a abouti à la formation des étoiles, des galaxies et des structures cosmiques (chapitre 5).

On baptise *intrinsèques*, ou *primaires*, les fluctuations qui furent imprimées sur le CMB au moment de la recombinaison (ou auparavant) et qui nous ont été transmises telles qu'elles. On qualifie de *secondaires* celles qui ont été imprimées durant sa propagation, après la recombinaison (par interaction avec le contenu de l'univers, par effet de lentille gravitationnelle ou du fait de la réionisation).

Les premières tentatives de détection de ces fluctuations sont longtemps restées désespérément négatives, en contradiction avec les attentes d'alors : les théoriciens de la cosmogonie durent revoir leurs copies et écrire des scénarios plus élaborés pour la formation des galaxies. La modification principale fut l'hypothèse d'existence de grandes quantités de masse cachée, essentiellement non baryonique. Avec des caractéristiques adéquates, cela permettait de concilier observations et théorie, bien qu'il ne soit jamais très bon signe d'être obligé de modifier un modèle pour le rendre compatible avec les observations.

En même temps, la « chasse » aux anisotropies était ouverte : c'était au premier qui les détecterait ou qui, à défaut, placerait les limites les plus contraignantes. C'est dans ce contexte que furent décidées les deux missions spatiales COBE et Relikt, consacrées à l'observation du CMB, qui détectèrent effectivement les premières anisotropies attendues.

Le spectre de puissance angulaire

Les anisotropies primaires ont été engendrées par de minuscules fluctuations dans les densités d'énergie, les écoulements de matière, le potentiel gravitationnel, à la recombinaison ou auparavant (voir ci-après). Leur niveau attendu est très faible, moins de 10^{-5} en valeur relative.

Une anisotropie se définit comme une différence relative (fluctuation) d'intensité du rayonnement DT/T entre deux régions du ciel. Plutôt qu'à leur répartition exacte, les astrophysiciens s'intéressent à leur valeur moyenne (quadratique) sur tout le ciel, lorsque la séparation angulaire θ entre les deux régions du ciel reste fixée. Ceci fournit une quantité $C(\theta)$ appelée *spectre de puissance angulaire* (c'est la valeur moyenne de $[DT/T(\theta)]^2$). Pour des raisons pratiques, la fonction $DT/T(\theta)$ (définie sur la sphère céleste) est développée en harmoniques sphériques. Il en résulte que le spectre de puissance est le plus souvent représenté par une quantité $C(l)$. Elle exprime la même information que $C(\theta)$, mais elle est exprimée en fonction d'une variable l (aux valeurs discrètes) qui représente grosso modo l'inverse de la séparation angulaire, $l \approx 60^\circ/\theta$ (Figure 4.3).

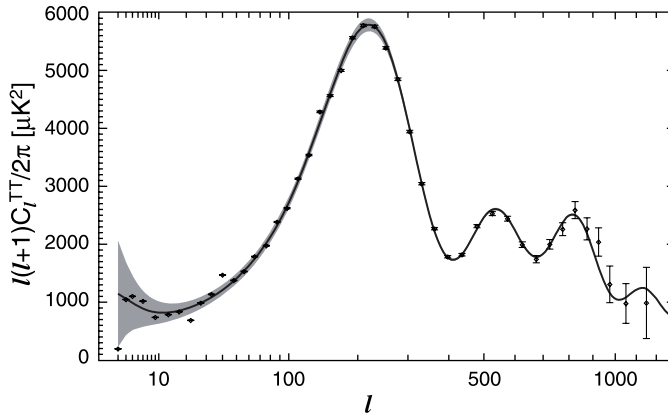


Figure 4.3 – Le spectre des fluctuations angulaires du CMB d'après WMAP : données (points avec barres d'erreurs), modèle théorique (courbe) et incertitude due à la variance cosmique* (enveloppe grise).

Une séparation angulaire θ sous-tend une dimension spatiale L sur la surface de dernière diffusion. La correspondance est donnée par la géométrie (trigonométrie) de l'espace-temps courbe :

$$\theta \approx \Omega H_0 L z_{\text{rec}}/2 \approx 34,4'' \Omega h_0 (L/1 \text{ Mpc}),$$

où les paramètres cosmologiques codent l'influence de la courbure de l'espace-temps.

Autrement dit, les phénomènes physiques à l'origine d'anisotropies d'échelle angulaire θ ont une échelle spatiale L . Les premières fluctuations détectées par COBE correspondaient à $\theta \geq 7^\circ$, soit des échelles spatiales de plusieurs centaines de Mpc : bien au-delà des dimensions des galaxies, des amas, et même des superamas. Il était difficile d'en déduire des conséquences cosmologiques précises. Mais l'existence des anisotropies était bel et bien démontrée, leur niveau correspondant *grosso modo* aux attentes.

Le spectre angulaire $C(\theta)$ est déterminé par la dépendance des fluctuations à l'époque de la recombinaison, par rapport à la longueur L . Cette dépendance est elle-même écrite sous forme d'un spectre de puissance des fluctuations $P(k)$ (voir chapitre 5). Pour des raisons pratiques, ce spectre est présenté sous forme d'une transformée de Fourier, si bien qu'il faut considérer k comme l'inverse d'une échelle spatiale L .

Depuis COBE, les fluctuations ont été mesurées beaucoup plus précisément, notamment par la sonde WMAP : elle a permis d'établir de véritables cartes du ciel, à plusieurs longueurs d'ondes, et avec une résolution angulaire voisine de $\theta = 20$ minutes d'arc.

Le CMB nous donne une image de l'univers à l'époque de la recombinaison. Nos idées sur la formation des galaxies et des structures de l'univers impliquent l'existence, à cette époque, de différents types de fluctuations qui ont laissé leurs empreintes sur le rayonnement primordial (§ 5.2.5 et § 5.2.6).

4.2.6 Anisotropies et formation des structures

Effet Sachs-Wolfe

Aux échelles angulaires les plus grandes ($\theta \geq 1^\circ$), les anisotropies reflètent principalement les fluctuations du potentiel gravitationnel (elles-mêmes engendrées par les fluctuations de la densité), ou de la courbure, pour parler un langage relativiste. Comme le prévoit la relativité générale, les photons émis par une zone dont le potentiel s'écarte de la moyenne sont reçus avec un décalage spectral « relativiste ».

Le spectre aux grandes échelles angulaires fut mesuré par COBE, confirmé et affiné ensuite par de nouvelles observations, notamment WMAP. Le niveau impliqué pour le spectre de puissance $P(k)$ peut être comparé à celui estimé à partir de la distribution des galaxies et amas, avec un relativement bon accord. Ces mesures ont permis d'exclure certains modèles en vogue à l'époque : ceux dominés exclusivement par la « matière noire froide » (CDM, § 5.2.6) et avec constante cosmologique nulle. Aujourd'hui, ces observations sont compatibles avec une valeur de l'indice n_{sp} du spectre de puissance initiale (§ 5.1) voisine de l'unité.

Effet Doppler

Aussi infimes soient-elles, les fluctuations de densité mettent la matière en mouvement (ce qui, beaucoup plus tard, entraînera la condensation des objets astronomiques tels que les galaxies). À l'époque de la recombinaison, la composante baryonique de la matière joue le rôle d'une source pour le CMB. La fréquence de ce rayonnement est donc décalée (par effet Doppler) d'une zone à l'autre : vers le rouge (fluctuation de température négative) ou vers le bleu (fluctuation positive) selon la direction du mouvement. Ces *fluctuations Doppler* (à l'origine des pics du même nom, voir ci-après) dominent aux échelles angulaires de quelques dizaines de minutes d'arc. Leurs caractéristiques permettent d'estimer avec une précision intéressante les différents paramètres cosmologiques.

Fluctuations adiabatiques

Par ailleurs, il est possible que les fluctuations du rayonnement électromagnétique accompagnent dès l'origine celles de la matière proprement dite. Les fluctuations relatives de la température T du fond diffus cosmologique sont alors proportionnelles aux fluctuations relatives de *densité* cosmique : $\delta T/T = 1/3(\delta\rho/\rho)$. Les scénarios les plus en vogue aujourd'hui prédisent de telles fluctuations, qualifiées d'*adiabatiques*, aux échelles angulaires voisines de quelques minutes d'arc. Au contraire, les scénarios à base de fluctuations *isothermes* ou *isocourbure* ne prévoient pas de telle composante.

Oscillations

Aux moments précédant la recombinaison, le fluide composite formé de la matière (baryons, électrons) couplée au rayonnement (photons) oscillait à la manière d'une onde acoustique, dans le potentiel gravitationnel engendré par la matière massive (essentiellement sombre). À la recombinaison, les oscillations ont brusquement cessé, elles ont été gelées : les excès (ou défauts) de densité, de vitesse, de potentiel

ont laissé des traces caractéristiques reconnaissables dans le spectre $C(\theta)$: maxima et minima d'intensité qualifiés de *pics acoustiques*, à des échelles angulaires θ bien précises : les projections (sur le ciel) des distances physiques parcourues par les ondes acoustiques. Il s'agit des BAO.

Rappelons que la manière dont une longueur L , sur la surface de dernière diffusion, se projette, selon un angle θ sur le ciel, dépend crucialement de la géométrie de l'espace-temps (voir plus haut). C'est pourquoi les séparations angulaires des pics nous informent sur certains paramètres cosmologiques. Ainsi, la séparation angulaire θ_{pic} correspondant au *premier pic acoustique* est la projection sur le ciel de la taille de l'« horizon acoustique » à la recombinaison. Comme celui-ci est déterminé par le modèle cosmologique, la mesure de θ_{pic} nous indique finalement la distance-luminosité (§ 2.2.6) de la surface de dernière diffusion. θ_{pic} est d'autant plus faible que la courbure spatiale est élevée. Sa valeur nous renseigne finalement sur la courbure de l'univers : les données actuelles indiquent une courbure spatiale faible, compatible avec un univers spatialement plat ($k = 0$, ce qui implique $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$).

Quant à l'*intensité* des pics, elle dépend d'autres facteurs, en particulier de l'abondance des baryons dans l'univers (par rapport aux photons) au moment de la recombinaison. Les baryons contrôlent l'inertie des oscillations (les photons, la pression). Une augmentation de leur abondance relative diminue (relativement) l'amplitude du second pic. Les niveaux observés des pics permettent ainsi d'estimer l'abondance des baryons, en accord avec la nucléosynthèse primordiale (§ 4.4).

Au-delà des premiers pics effectivement observés (aux échelles angulaires voisines de la minute d'arc), les oscillations sont brouillées, à cause du caractère non instantané de la recombinaison (ou, si l'on préfère, de l'épaisseur finie de la surface de dernière diffusion). Cet amortissement entraîne une diminution du niveau du spectre. En revanche, des anisotropies d'origine secondaire ont pu être imprimées après la recombinaison.

Il est à noter que les BAO sont aussi reconnaissables dans la répartition de la matière cosmique (aux grandes échelles voisines de 120 Mpc). En effet, cette répartition s'est constituée à partir de l'amplification des fluctuations primordiales, dont les caractéristiques se retrouvent dans cette distribution. Leur observation constitue un outil extrêmement précieux pour la cosmologie et de nombreux projets observationnels lui sont consacrés.

Enfin, d'éventuelles *ondes gravitationnelles* présentes à la recombinaison ont également dû laisser des traces observables sur le fond diffus cosmologique : les *modes tensoriels*. On représente par un paramètre r le rapport des puissances entre modes tensoriels et modes scalaires (les anisotropies dont nous avons parlé plus haut), à une échelle comobile conventionnellement fixée à 20 Mpc. Les observations sont pour le moment compatibles avec une valeur nulle, aucune onde gravitationnelle n'a été détectée. Une telle détection serait de toute première importance car elle nous renseignerait sur ce qui s'est passé dans l'Univers primordial.

Tous ces effets combinés dessinent $C(\theta)$, le spectre des fluctuations angulaires du CMB.

Anisotropies et paramètres cosmologiques

Le grand intérêt porté aux observations du fond diffus cosmologique provient des contraintes qu'elles amènent sur les paramètres cosmologiques. Elles ne suffisent pas à les déterminer à elles seules, mais d'autres résultats (estimations de $P(k)$ résultant de l'analyse de la distribution de la matière, tests cosmologiques...) permettent de lever les dégénérescences. Les résultats actuels fournissent des estimations des principaux paramètres avec une précision voisine de 10 %. Surtout, c'est l'accord entre des estimations obtenues de manières totalement différentes et indépendantes qui nous convainc et nous rassure sur la cohérence des modèles de big bang.

Les données de WMAP, combinées avec celles sur $P(k)$, fournissent une valeur $\Omega_{\text{bar}} \approx 0,04$ pour la densité moyenne des baryons, en bon accord avec les calculs de nucléosynthèse primordiale (§ 4.4).

Combinées toujours avec celles sur $P(k)$, les données de WMAP conduisent à $0,67 \leq h_0 \leq 0,76$, en bon accord avec la meilleure valeur ($h_0 = 0,72$) obtenue directement. Enfin elles aboutissent à une estimation de la densité de matière $0,21 \leq \Omega_m \leq 0,34$. Les deux dernières estimations sont obtenues en supposant l'espace spatialement plat (de courbure nulle, $k = 0$).

Rappelons qu'il est en toute rigueur impossible de montrer que l'espace est de courbure nulle. On peut au mieux majorer la valeur de cette dernière. Il est donc inexact de dire que les données de WMAP (ou d'autres) impliqueraient un univers spatialement plat ($k = 0$). Néanmoins, les observations apparaissent parfaitement compatibles — à leur précision — avec cette hypothèse : elles requièrent $\Omega_m + \Omega_\Lambda$ proche de l'unité. Le terme « proche » dépend des hypothèses supplémentaires (par exemple sur la constante de Hubble), ou de l'utilisation d'autres données (sur $P(k)$, ou les tests cosmologiques issus des observations de supernovae). Les limites les plus contraignantes donnent une valeur voisine de l'unité à quelques pour cents près.

La forme du spectre initial des fluctuations (dont nous ignorons encore l'origine, voir chapitre 5) n'est pas un paramètre cosmologique proprement dit, mais une donnée essentielle des modèles de formation des structures cosmiques. Les données de WMAP sont compatibles avec un spectre « plat » ($n_{\text{sp}} = 1$) aux échelles voisines de la centaine de Mpc. Elles impliquent n_{sp} voisin de 1 à 15 % près. Avec des hypothèses supplémentaires (notamment $k = 0$), la précision se réduit à quelques centièmes.

La détection du CMB, puis les révélations successives de ses propriétés, ont donné aux astronomes une grande confiance dans les modèles de big bang, les seuls à pouvoir rendre compte de son caractère thermique, de son isotropie à 10^{-5} près et de ses anisotropies. Ces dernières ont confirmé nos idées sur la formation des galaxies. Le CMB est devenu un outil cosmologique fascinant : il nous permet d'estimer les paramètres cosmologiques ; de tester les scénarios de formation des structures cosmiques, galaxies et autres ; il nous renseigne de manière unique sur l'univers primordial. Enfin, ses fluctuations secondaires permettent d'explorer certaines structures cosmiques comme les amas de galaxies.

Réionisation, polarisation

Si le rayonnement a cessé d'interagir après la recombinaison ($z \approx 1100$), avec la matière, c'est parce que cette dernière a cessé d'être ionisée. Cependant, la recombinaison est suivie des premiers moments de la formation des galaxies (voir § 5.2.9) et les processus énergétiques correspondants ont dû réioniser, d'abord localement, la matière cosmique. D'abord localement, puis les régions réionisées ont augmenté de taille, jusqu'à se rejoindre de sorte que, finalement, la matière de l'univers s'est retrouvée globalement réionisée. Nous connaissons mal les détails de cette période de l'histoire cosmique, qui suit la recombinaison. On simplifie la situation en évoquant une valeur z_R du décalage pour la réionisation, et la profondeur optique de l'univers, τ_R , entre cette réionisation et aujourd'hui.

Une telle réionisation diminue les anisotropies présentes (depuis la recombinaison) en les multipliant par un facteur $\exp(-\tau_R)$. En même temps, cette diminution est à peu près compensée aux plus grandes échelles angulaires par l'apparition de nouvelles anisotropies. Il en résulte finalement une augmentation relative des fluctuations aux grandes échelles angulaires par rapport à celles de petites échelles (ce qui est mesuré par le spectre angulaire $C(\theta)$, voir ci-dessous).

En même temps, la diffusion causée par la réionisation a dû engendrer une polarisation du rayonnement diffus cosmologique, aux grandes échelles angulaires. Cette polarisation a été effectivement observée par le satellite WMAP, ce qui a conduit à estimer $z_R \approx 17$ (environ 200 M-années après le big bang), correspondant à une profondeur optique $\tau_R \approx 0,16$. Ces valeurs, plus élevées que ce que l'on attendait, constituent l'une des plus grandes surprises des résultats de WMAP. Elles restent à confirmer, mais suggèrent que la réionisation s'est déroulée très tôt et de manière complexe. Cela pose la question de son origine, probablement par des étoiles primordiales formées autour de $z = 20$.

Lors de leur découverte, Penzias et Wilson avaient noté (à la précision de leurs mesures) une absence de polarisation. Les mesures actuelles montrent qu'elle existe cependant bel et bien. Il est intéressant de remarquer que, puisque l'émission atmosphérique n'est pas polarisée, les mesures peuvent être effectuées depuis le sol comme cela a été le cas pour BICEP ou QUaD.

La section efficace de la diffusion Thomson, qui intervient durant toute la période avant le découplage, dépend de la polarisation du photon incident. Ainsi, les fluctuations observées aujourd'hui sont nécessairement polarisées. On distingue deux modes de polarisation selon leur parité : les modes E, pairs (dont le rotationnel s'annule), et les modes B, impairs (dont la divergence est nulle). Ces derniers sont particulièrement intéressants du point de vue théorique du fait qu'ils proviennent principalement de la présence d'ondes gravitationnelles dans l'Univers primordial (qui pourraient provenir de l'ère de Planck, ou d'une période d'inflation). Néanmoins, aux grands multipôles, les perturbations scalaires apportent aussi une contribution aux modes B via un effet de lentille gravitationnelle et l'effet des avant-plans. De manière similaire au cas de la température, on construit des estimateurs et des spectres de puissance C^{BB} et C^{EE} , mais aussi des spectres croisés C^{TE} et C^{TB} . Ces trois derniers ont d'ores et déjà été mesurés, mais seules des limites supérieures ont pu être établies dans le cas des modes B (Figure 4.4).

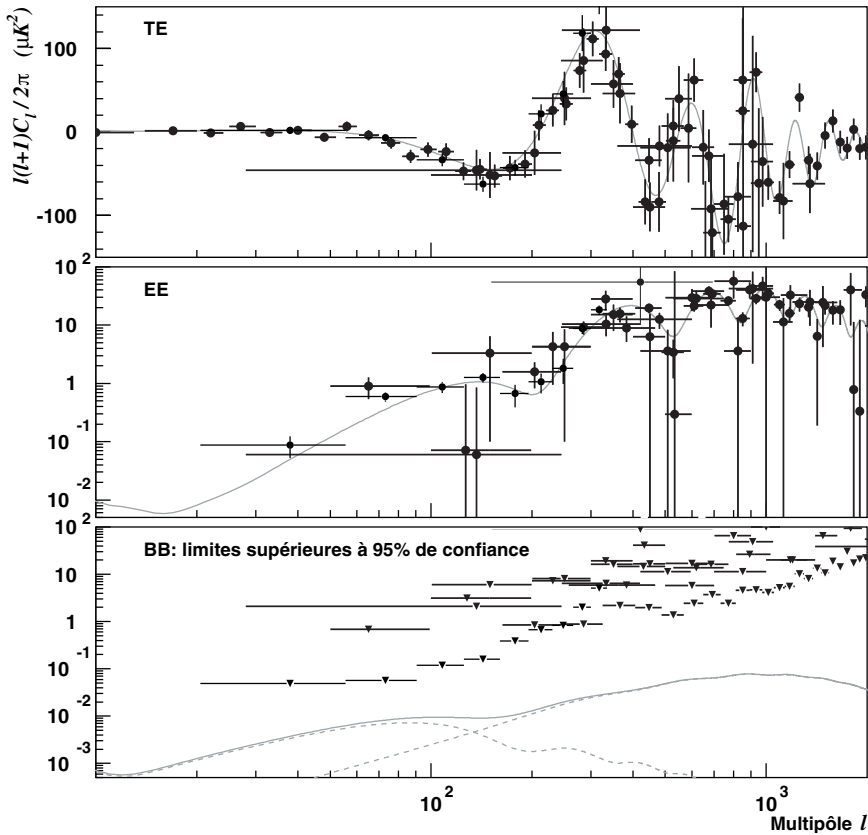


Figure 4.4 – Mesures des spectres de polarisation TE et EE et limites supérieures sur le spectre de polarisation BB du CMB. Les données proviennent des expériences BICEP, QUAED, WMAP, CAPMAP, CBI, MAXIPOL, Boomerang et DASI.
(Source : <http://bicepcaltechedu/>).

Les efforts se concentrent aujourd'hui sur la détection de ces modes B car ils pourraient constituer une véritable fenêtre observationnelle sur la physique de l'Univers très primordial (proche de l'échelle de Planck ?). Beaucoup d'espoirs reposent ainsi sur les résultats du satellite Planck et de futures missions programmées (EPIC, CMBPOL, SAMPAN, CORE, ...).

Après la recombinaison, l'univers est parsemé de régions d'extensions limitées où la matière est ionisée : à l'intérieur des amas de galaxies, autour des quasars... En traversant ces régions, le CMB interagit, avant de nous parvenir, avec les électrons ainsi libérés. Lorsqu'il nous parvient, il en porte la marque, sous forme de fluctuations « secondaires » (voir ci-dessous). Cela complique, bien entendu, l'analyse de ses caractéristiques (Figure 4.5), mais nous livre des informations capitales sur les zones traversées.

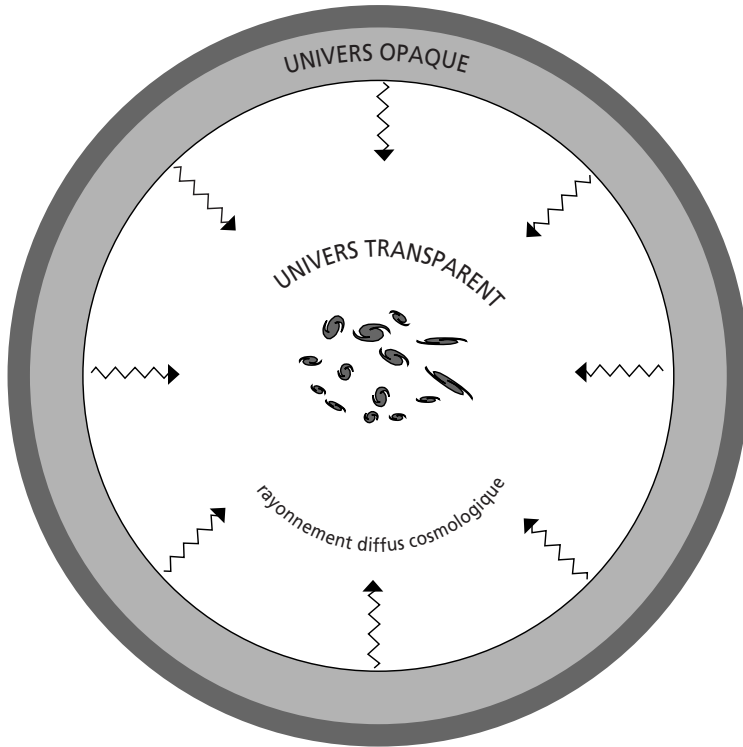


Figure 4.5 – Le rayonnement diffus cosmologique, du point de vue spatial.

Effet Sunyaev-Zel'dovich

Avant de nous arriver, le rayonnement parcourt un long trajet, le long duquel ses propriétés peuvent être modifiées : on parlera de fluctuations secondaires. Parmi celles-ci, l'*effet Sunyaev-Zel'dovich* joue un rôle important. Lorsque les photons du fond diffus cosmologique traversent la matière chaude contenue dans un amas de galaxies, ils interagissent (par diffusion) avec les électrons du gaz ionisé. Le spectre est alors modifié d'une manière caractéristique et mesurable.

De telles mesures, si on les combine avec des observations en rayons X du gaz de l'amas, permettent d'estimer la distance de ce dernier. Ces estimations reposent sur quelques hypothèses concernant l'amas, mais ne dépendent pas, en revanche, de l'échelle des distances ou d'autres « chandelles » standard. Plusieurs dizaines d'amas ont été observées de cette manière. Les estimations de la constante de Hubble qui en résultent sont très grossièrement en accord avec les autres, mais restent encore controversées, faute d'une connaissance des caractéristiques précises des amas. La méthode est cependant très prometteuse. Les futures missions d'observation du fond diffus feront progresser notre connaissance des amas et, par leur intermédiaire, fourniront de nouvelles estimations des paramètres cosmologiques.

4.3 LES ÉVÉNEMENTS DE L'UNIVERS PRIMORDIAL

4.3.1 L'apparition des structures

Toutes les structures que nous connaissons aux échelles astronomiques — galaxies, étoiles, planètes et ce qu'elles abritent — n'ont pris naissance que bien après la recombinaison. Néanmoins, l'histoire de l'univers primordial est jalonnée d'événements remarquables, déterminés par les conditions extrêmes de densité, pression, température, énergie. Il s'agit essentiellement de la constitution progressive de la matière que nous connaissons, sous sa forme microscopique :

- tout d'abord, fabrication des particules élémentaires à partir de leurs éléments, par exemple constitution des nucléons à partir des quarks ;
- ensuite, synthèse des noyaux atomiques les plus légers, à partir de ces nucléons. Cette *nucléosynthèse primordiale** (décrite en § 4.4) est une étape très importante des modèles de *big bang*. Auparavant, protons et neutrons étaient en interaction mutuelle, mais non liés les uns aux autres. La nucléosynthèse les réunit (partiellement) pour former des structures comme les noyaux d'hélium*.
- Enfin, la recombinaison réunit ces noyaux (protons et noyaux d'hélium, principalement) avec les électrons, auparavant séparés, pour constituer les premiers atomes.

Ainsi furent établies les abondances relatives des différentes espèces de particules qui, conservées par la suite, déterminent la physique de notre monde. Quant aux objets et structures macroscopiques, ils ne sont apparus qu'après la recombinaison, qui marque la fin de l'univers primordial.

Chaque structure microscopique — particules, puis noyaux, puis atomes — apparaît, à partir de constituants encore plus fondamentaux, à un moment déterminé de l'histoire cosmique. Elle n'aurait pu exister plus tôt, car l'intense rayonnement énergétique baignant l'univers primordial l'aurait aussitôt détruite. C'est le refroidissement de l'Univers, lui-même lié à l'expansion, qui permet les apparitions successives de ces structures de plus en plus élaborées, événements représentatifs de l'évolution cosmique primordiale.

À la fin de la première seconde de l'histoire cosmique, les particules élémentaires que nous connaissons aujourd'hui sont déjà constituées. Le contenu de l'Univers obéit à une physique déterminée par l'expansion et la gravitation d'une part, et par les interactions fortes, faibles et électromagnétiques de l'autre. Celles-ci sont décrites par des lois que nous connaissons approximativement, grâce à la mécanique quantique et aux mesures faites dans les accélérateurs de particules. Le contenu de l'Univers se comporte comme un gaz formé de ces particules, dont il est important de considérer les abondances et les interactions mutuelles.

4.3.2 Les particules dans l'univers primordial

La question essentielle, dans l'univers primordial, consiste à connaître les abondances et les caractéristiques des diverses populations de particules présentes. Aux très hautes énergies (c'est-à-dire tout au début de l'histoire de l'Univers), il est possible qu'aient

existé des espèces « exotiques » de particules, que nous n'avons encore jamais détectées, mais dont certaines théories de physique des particules permettent (voire prédisent) l'existence. La température de l'Univers diminuant, ces espèces disparaissent et la population de l'Univers se réduit aux particules que nous connaissons.

L'univers primordial est également rempli de particules connues, détaillées dans l'encadré. L'abondance, la distribution, d'une espèce de particules, exotiques ou non, dépend des réactions possibles qui permettent leur apparition ou leur disparition. Les taux de ces réactions dépendent à leur tour de la présence d'autres espèces de particules qui y interviennent, suffisamment abondantes ou non pour assurer le couplage, et éventuellement l'équilibre. Si des réactions d'interaction couplent de manière effective une espèce aux autres, cette espèce participe à l'équilibre général : il est nécessaire pour cela que ces réactions se produisent suffisamment rapidement. On considère que l'équilibre d'une espèce reste assuré pour autant que le taux des réactions qui la couplent au reste de l'Univers dépasse le taux d'expansion de l'Univers au même instant.

Plus on remonte dans le temps, plus les densités des différentes espèces étaient élevées, ce qui permettait des taux de réactions élevés eux aussi. De ce fait, aux premiers instants de l'Univers, toutes les particules existantes étaient en équilibre mutuel. Par la suite, elles se sont écartées les unes après les autres de cet équilibre.

Les abondances et les caractéristiques des principales particules en présence dans l'Univers primordial sont déterminées par l'équilibre thermodynamique à peu près parfait auquel elles participent, selon les lois de la statistique quantique. Autrement dit, pour autant que nous ayons une bonne connaissance des lois de la physique, nous pouvons savoir à peu près tout sur le contenu de l'Univers primordial en ce qui concerne la matière ordinaire.

La statistique quantique nous indique de manière générale que, à l'équilibre, les photons sont décrits par la *loi de Bose - Einstein**. Cette dernière s'applique donc dans l'Univers primordial aux photons en équilibre thermodynamique avec la matière, jusqu'à la recombinaison. Après celle-ci, elle est restée valide malgré l'absence d'équilibre et les photons du CMB ont donc conservé (tout en se refroidissant) la même distribution.

Chaque autre espèce de particules (muons, électrons, neutrinos,...) est gouvernée (entre autres) par des processus de *création- annihilation* : une particule peut s'annihiler avec son antiparticule pour donner deux photons, et vice-versa. Pour que ces réactions soient suffisamment efficaces pour assurer l'équilibre, il faut que les particules impliquées, leurs antiparticules, ainsi que les photons d'énergie convenable (supérieure à l'énergie de masse de la particule) soient en nombre suffisant. Dans ce cas, l'espèce considérée est en équilibre avec le rayonnement électromagnétique. Ces particules sont des *fermions* et, tant qu'elles ont été en équilibre, elles obéissaient à une distribution de Fermi-Dirac*. Reste à déterminer jusqu'à quel moment telle ou telle espèce reste en équilibre avec le restant de la matière. Nous examinons au paragraphe suivant le cas des neutrinos. Les interactions de ces particules non chargées avec le reste de la matière peuvent être assurées par les interactions faibles*, à condition que leurs taux de réactions restent élevés.



ENCART 4.2 Les particules du modèle standard

Elles sont classées en *hadrons**, en *leptons** et en bosons médiateurs des interactions. Hadrons et leptons sont regroupés en familles. Le nombre de familles leptoniques (également, le nombre de familles de neutrinos) est ordinairement noté N_ν . Nous connaissons trois familles depuis longtemps, celle de l'électron, celle du *muon** et celle du *tau**. Mais la physique des particules autorisait, *a priori*, une valeur arbitraire de N_ν . Seuls les modèles de big bang, précisément, prédisaient que N_ν serait inférieur à 4 ou 5. Cette prédiction fut vérifiée en 1989, trois mois après la mise en service du LEP, le précédent accélérateur de particules du CERN*: il y a trois familles et trois seulement! Chaque famille comporte un lepton — l'électron, le muon ou le tau — et son antiparticule*, ainsi qu'un neutrino associé (électronique, muonique, ou tauonique) et son antiparticule. Les leptons interagissent uniquement par les interactions électromagnétiques et faibles (et bien sûr gravitationnellement).

Les plus importants des hadrons* (qui interagissent par l'intermédiaire des interactions fortes) sont les *baryons* (neutrons et protons, et leurs antiparticules), mais on rencontre aussi les pions*. La théorie de *chromodynamique quantique** décrit les interactions fortes et les hadrons qui y sont soumis. Ces derniers seraient des assemblages de particules encore plus élémentaires, les *quarks**, particules hadroniques fondamentales qui interagiraient en échangeant d'autres particules appelées *gluons**. Quarks et antiquarks sont classés en trois familles correspondant aux trois familles leptoniques.

Enfin, la cohérence du modèle standard est assurée par la présence du boson de Higgs, découvert (selon toute vraisemblance) au CERN (LHC) en 2012. Il s'agirait de la seule particule connue de type scalaire.

4.3.3 L'histoire des neutrinos

Le cas des neutrinos est exemplaire pour plusieurs raisons. D'une part à cause du rôle qu'ils jouent dans la nucléosynthèse primordiale des noyaux d'hélium* (voir § 4.4), ils interviennent en effet dans les réactions qui transforment protons en neutrons (ou vice-versa), ces derniers étant indispensables à la synthèse de l'hélium. D'autre part, leurs masses (au repos), bien que faibles, leur confèrent un rôle dynamique, notamment dans la formation des structures. Les neutrinos représentent l'archétype des particules susceptibles de jouer un rôle dans l'univers primordial. Leur histoire constitue un modèle adaptable pour décrire le comportement de telle ou telle autre espèce dont on peut concevoir l'existence.

Les *interactions faibles** peuvent assurer l'équilibre des neutrinos avec le reste de la matière. La première question est de savoir jusqu'à quel moment a duré cet équilibre. Les réactions susceptibles de les coupler aux autres espèces sont les suivantes :

$$e^- + \mu^+ \leftrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\nu_e + \mu^- \leftrightarrow \nu_\mu + e^-$$

$$\nu_\mu + \mu^+ \leftrightarrow \nu_e + e^+$$

ainsi que celles obtenues en remplaçant chaque particule par son antiparticule. Pour savoir si les neutrinos sont ou non en équilibre, il faut vérifier si les taux de ces réactions

sont suffisants. Ces taux s'évaluent eux-mêmes en fonction de la section efficace σ_{if} des interactions faibles, de la température, de la densité et des abondances des espèces en jeu, ici des *muons**. Le problème se ramène donc à connaître cette abondance.

Aux fortes températures (par exemple vers 10^{13} K) les muons sont d'une part relativistes ($k_B T > k_B T_{\text{muons}} = m_{\text{muon}} c^2$), d'autre part en équilibre thermique avec le rayonnement, et donc à la même température. La statistique quantique (formule de Fermi-Dirac*) nous assure alors que leur densité n_{muons} était du même ordre que celle des photons, n_γ (en fait $n_{\text{muons}} = 3/4 n_\gamma$), tant qu'ils étaient relativistes : pour $T > T_{\text{muons}} = 10^{12}$ K, correspondant à leur énergie de masse. En dessous de T_{muons} , l'abondance des muons, alors non relativistes, chute du facteur de Boltzmann*

$$\exp\left(\frac{m_{\text{muon}} c^2}{k_B T}\right).$$

Il en résulte que c'est vers une température de $1,3 \cdot 10^{11}$ K, que le taux de réaction devient insuffisant pour assurer l'équilibre des neutrinos. C'est donc à cette température qu'ils se découplent.

De fait, les neutrinos *électroniques* sont sensibles à d'autres réactions, qui font intervenir non pas les muons* mais les électrons :

$$e^- + e^+ \leftrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$$

$$e^\pm + \nu_e \leftrightarrow e^\pm + \nu_e$$

et celles obtenues en remplaçant toutes les particules par leurs antiparticules. Dans ce cas, ce n'est plus l'abondance des muons qui gouverne les taux des réactions mais celle des électrons. Un calcul similaire montre que le découplage des neutrinos électroniques s'est produit plus tardivement, entre T_{muons} et $T_e = 5 \cdot 10^9$ K.

4.3.4 Autres particules

Pour décider si les neutrinos étaient ou non en équilibre avec le restant de la matière, nous avons évalué l'abondance des particules de couplage, muons ou électrons. Dans ce but, nous avons utilisé le fait que ces particules étaient elles-mêmes en équilibre thermique, ce qui doit bien entendu être vérifié par une procédure similaire.

Les photons, dépourvus de masse au repos, restent toujours relativistes : pas de facteur de Boltzmann à faire intervenir. En outre, ils restent couplés, au moins à la matière baryonique, pendant tout l'Univers primordial. De manière commode, leur abondance peut servir de référence, ce qui mène à définir des abondances *relatives* des protons, ou de telle ou telle espèce, par rapport aux photons. Nous verrons plus tard l'intérêt d'une telle démarche.

Pour un type de particule quelconque, la distribution en fonction de sa quantité de mouvement q est donnée par la loi générale de la statistique quantique,

$$n_i(q) dq = \frac{4\pi h_{\text{Pl}}^{-3} g_i q^2 dq}{\exp\left(\frac{E(q)}{k_B T}\right) \pm 1}$$

où h_{pl} dénote la constante de Planck. La particule est supposée de masse m , (éventuellement nulle, comme dans le cas des photons) et d'énergie $E(q) = (m^2 c^4 + q^2 c^2)^{1/2}$; ce peut être un *fermion** (signe + au dénominateur, formule de Fermi-Dirac) ou un *boson** (signe –, formule de Bose-Einstein). Enfin, le facteur g_i correspond aux nombres d'états de spin possibles pour cette particule ($g_i = 2$ pour les photons, les électrons, les protons et les neutrons). Cette formule s'applique aux photons, (en écrivant que la masse est nulle, que le facteur de multiplicité vaut 2, et que le signe est –) et donne la loi du corps noir.

Le champ d'application de cette formule est très vaste, mais elle n'est valable que pour autant que l'espèce de particules considérée reste en équilibre thermique à la température T (et que le potentiel chimique* de l'espèce considérée soit nul). Elle fournit, par intégration, la densité d'énergie, la densité en nombre de particules, ou toute autre quantité correspondant à chaque espèce. Par exemple, la densité de particules, la densité d'énergie et la pression sont données respectivement par les intégrales

$$\begin{aligned} n_i(T) &= \int n_i(q) dq \\ \rho_i(T) &= \int E_i(q) n_i(q) dq \\ p_i(T) &= \int \frac{q^2}{3E_i(q)} n_i(q) dq \end{aligned}$$

Ces équations s'appliquent à chacune des espèces de particules considérées ou à leurs antiparticules. Donc (pour autant que les potentiels chimiques soient nuls comme nous l'avons supposé) les abondances d'une espèce donnée et de ses antiparticules (de masses au repos identiques) sont égales.

Tant que la température est largement supérieure à la masse des particules considérées, les formules pour les diverses particules (alors toutes relativistes) diffèrent relativement peu entre elles. En effet, aux fortes températures, la masse est négligeable dans le terme d'énergie qui est alors identique pour toutes les espèces : seuls diffèrent le facteur g_i et la nature, fermionique ou bosonique, des particules. Selon que l'on s'intéresse à des bosons ou à des fermions, les densités de particules sont données par

$n_B = \frac{g_B}{2} n_\gamma$ ou $n_F = \frac{3g_F}{8} n_\gamma$, et les densités d'énergie par $\rho_B = \frac{g_B}{2} \rho_\gamma$ ou $\rho_F = \frac{7g_F}{16} \rho_\gamma$ (l'indice γ se rapporte aux photons); ces ordres de grandeur ne s'appliquent que tant que $k_B T > m c^2$, autrement dit tant que la particule considérée est relativiste. En dessous

de cette température, l'abondance chute du facteur de Boltzmann* $\exp\left(\frac{-mc^2}{k_B T}\right)$.

Nous avons déjà examiné ce phénomène dans le cas des muons, dont l'abondance a chuté lorsque la température est descendue en dessous de $T_{\text{muons}} = 10^{12}$ K, causant le découplage des neutrinos muoniques. Nous l'illustrons plus bas (au § 4.3.6) avec l'exemple des électrons.

4.3.5 Des quarks aux nucléons

Pour relater avec un degré de confiance suffisant l'histoire de l'univers primordial, nous ne pouvons remonter trop loin en température, sans quoi la nature des particules en présence, et les lois physiques deviennent trop incertaines.

Selon la *chromodynamique quantique**, les nucléons sont eux-mêmes composés de particules encore plus élémentaires, les quarks*. Dans l'univers « très primordial », avant l'apparition des nucléons, l'Univers devait être rempli de quarks. Vers une température T_{QH} voisine de 200 MeV, ces quarks se seraient combinés pour former les pions et les nucléons. Cette *transition quarks-hadrons** marque le début de l'ère *hadronique*. Nous sommes relativement impuissants à décrire la physique qui régnait avant cette transition. Ce n'est que par la suite que l'Univers peut être décrit en termes d'une physique connue.

À cette époque, l'Univers contenait, en plus des particules légères, une grande quantité de pions* relativistes, à peu près autant que de photons. Les nucléons (protons et neutrons), en équilibre avec le reste de la matière, avaient cessé d'être relativistes : leurs abondances (ainsi que celles de leurs antiparticules) étaient nettement inférieures à celles des photons. La fin de l'ère hadronique est définie par la disparition des pions, lorsqu'ils sont devenus non relativistes, vers une température $T_{\text{pion}} \approx 130 \text{ MeV} \approx 10^{12} \text{ K}$, soit environ 10^{-5} s après le *big bang*. Leur abondance chute alors du facteur de Boltzmann* $\exp\left(\frac{m_{\text{pion}}}{k_B T}\right)$ et devient très faible.

Après la disparition des pions, les abondances de tous les hadrons, pions ou nucléons, sont devenues très inférieures à celles des photons. C'est la fin de l'ère hadronique, et le début de l'ère leptonique.

4.3.6 L'histoire des électrons

La masse d'un électron — 0,511 MeV — correspond à une température $T_e = 5.10^9 \text{ K}$. Tant que la température de l'Univers est restée supérieure à T_e , les abondances des électrons et des positons sont restées très voisines de celles des photons $n(e^-) \approx n(e^+) \approx n_\gamma$. Cela provient, nous l'avons déjà remarqué, du fait que l'on peut négliger leur masse dans la formule de Fermi-Dirac* exprimant leur abondance. Celle-ci devient alors extrêmement proche de celle de Bose-Einstein* qui exprime l'abondance des photons (rappelons au passage que n_γ décroît proportionnellement à $R(t)^{-3}$).

Lorsque T se rapproche de T_e , le rôle de la masse au repos augmente : l'abondance des électrons diminue du facteur de Boltzmann* $\exp\left(\frac{m_e}{k_B T}\right)$: les annihilations mutuelles entre électrons et positons, donnant des couples de photons, sont la cause de leur disparition. Aux températures supérieures à T_e , ces annihilations restaient compensées par les réactions inverses, les créations de paires électron-positon par deux photons. Bien entendu, cette réaction inverse ne se produit qu'à partir d'une paire de photons d'énergies supérieures à l'énergie de masse des particules à créer,

soit 0,5 MeV environ. Or, lorsque la température du rayonnement est devenue inférieure à T_e , le nombre de photons aussi énergétiques s'est tellement raréfié que le taux de ces réactions est devenu négligeable. Les annihilations d'électrons et de positons ne sont plus compensées par la réaction inverse, et leurs abondances chutent irréversiblement.

Par la suite, ces annihilations elles-mêmes cessent lorsque électrons et positons sont devenus trop rares pour se rencontrer, du fait de la dilution causée par l'expansion de l'Univers. Leurs abondances relatives (par rapport aux photons) se figent alors aux valeurs actuelles.

4.4 LA NUCLÉOSYNTÈSE PRIMORDIALE

Pendant ses trois premières minutes d'existence, l'Univers ne contenait que des particules individuelles et aucune structure, en particulier aucun noyau d'atome : essentiellement neutrons, protons et électrons pour la matière, photons et neutrinos pour le rayonnement. Il n'existait aucun assemblage lié de nucléons.

Durant le cours de l'expansion cosmique, neutrons et protons ont fusionné pour former des noyaux d'atomes légers (on appelle noyau *léger* un noyau qui comprend peu de nucléons, protons et neutrons, par opposition aux noyaux lourds, carbone, azote, oxygène, etc.). Les conditions favorables à une telle nucléosynthèse se sont rencontrées quelques minutes environ après l'ère de Planck, à une température voisine du milliard de K : certains nucléons isolés se sont assemblés pour former des noyaux de deutérium (noté D ou ^2H)*, d'hélium (^3He et ^4He)* et de lithium (^7Li)*.

Or, les astronomes observent précisément ces éléments dans l'Univers, avec les abondances prédites par ces modèles de nucléosynthèse primordiale. Bien plus, aucune autre explication ne peut en rendre compte puisque ces éléments ne peuvent, comme les éléments plus lourds (carbone, oxygène, fer...), avoir été fabriqués à l'intérieur des étoiles. Les modèles de big bang montrent ici leur validité. Prédiction théorique et observations des abondances des éléments légers constituent une de leurs bases les plus solides.

4.4.1 Nucléosynthèse historique

Initialement, les modèles de big bang sont nés de l'espoir d'expliquer les abondances de *tous* les éléments chimiques dans l'Univers, depuis les plus légers (hydrogène, hélium), jusqu'aux plus lourds (carbone, azote, oxygène, métaux, etc.). Les astronomes n'avaient pas encore compris que les étoiles étaient de véritables usines nucléaires de fabrication d'éléments chimiques. L'idée fut émise que, tôt dans l'histoire cosmique, les conditions auraient pu être réunies pour la formation de ces éléments, celles d'une matière dense et chaude.

En fait, si la densité et la température avaient été suffisantes pour produire les quantités d'éléments lourds correspondant aux abondances actuelles, beaucoup trop d'éléments légers auraient été synthétisés également. Le processus ne pouvait fonctionner.

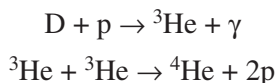
De plus, l'Univers refroidit en subissant l'expansion, ce dont il fallait tenir compte dans les calculs : l'expansion est absolument nécessaire au succès de l'opération. Finalement, le modèle s'est précisé : les éléments lourds n'ont pas été synthétisés durant l'univers primordial, mais beaucoup plus tard, et de manière différente, dans les étoiles. Seuls les éléments les plus légers l'ont été dans une phase primordiale. Les modèles de big bang étaient nés.

Le deutérium D, l'hélium ^3He et ^4He , et de petites quantités de béryllium ^7Be et de lithium ^7Li , ont été synthétisés dans l'univers primordial, à une température voisine du milliard de K, par captures successives de neutrons, à partir d'une matière primordiale composée de protons, neutrons et électrons. La raison essentielle qui empêcha les réactions de continuer jusqu'à la synthèse de noyaux plus lourds est l'absence de noyaux stables correspondant à $A = 5$ et $A = 8$ (rappelons que le nombre de masse A est le nombre total de nucléons, protons et neutrons, dans un noyau).

Très rapidement, les ajustements du modèle permirent de prédire l'existence d'un rayonnement fossile à une température de quelques K. Celui-ci fut recherché dès 1964, et trouvé l'année suivante par les radioastronomes (§ 4.2.2).

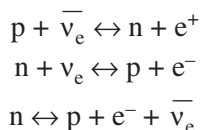
Un ajustement très précis

De fait, le processus est réglé de manière extrêmement fine, et les paramètres s'ajustent très précisément. C'est de cet ajustement que résultent les contraintes apportées par ce modèle. Tout repose sur la réaction de fusion d'un neutron et d'un proton en un noyau de deutérium, $n + p \rightarrow D + \gamma$, où l'énergie de liaison vaut 2,23 MeV (énergie thermique du milliard de degrés). Rappelons que c'est cette réaction qui assure le flux énergétique du Soleil et de la plupart des étoiles. Tant que la température de l'Univers n'était pas descendue en dessous du milliard de degrés, les atomes de deutérium ne pouvaient subsister. Or c'est leur production initiale qui amorce la fabrication d'éléments plus lourds selon les réactions :



4.4.2 Formation du deutérium

La présence du deutérium conditionnant toute la chaîne de fabrication, il est nécessaire de savoir en quelle quantité il s'est formé. Pour des températures supérieures à 10^9 K, les espèces en présence, protons, neutrons, électrons et positrons, neutrinos, sont liées par un ensemble de réactions d'interactions faibles plus ou moins équilibrées :



Neutrinos et électrons sont en équilibre thermique (ainsi que leurs antiparticules*). Leurs abondances, données par les distributions de Fermi-Dirac*, dépendent de la température. Elles permettent de calculer les taux des diverses réactions et,

finale, les évolutions parallèles des neutrons et des protons en fonction du temps cosmique.

Si le taux de production du D, première étape de tout le processus, est suffisant (supérieur au taux de l'expansion de l'Univers), l'équilibre de la réaction est assuré. La proportion de deutérium fabriqué, en fonction du temps, dépend des abondances X_p et X_n des protons et des neutrons, mais aussi de la température et de la pression ; l'énergie de liaison du noyau de deutérium, $B_D = 2,23 \text{ MeV}$ (soit $25,8 \cdot 10^9 \text{ K}$), joue un rôle essentiel dans le calcul.

La quantité de deutérium produite est restée très faible, tant que la température n'était pas descendue en dessous d'une valeur critique T_D . Au-dessus de T_D , les réactions d'équilibre favorisent neutrons et protons au détriment des noyaux d'hélium. De plus, les photons énergétiques du corps noir détruisent par photodissociation les quelques noyaux de deutérium déjà formés. Donc la fabrication des éléments suivants est bloquée : la fabrication du deutérium (elle-même conditionnée par $T < T_D$) constitue donc un goulot d'étranglement pour la nucléosynthèse primordiale.

En revanche, dès que la valeur de la température fut descendue jusqu'à T_D , la totalité des neutrons disponibles fut rapidement incorporée dans des noyaux de deutérium. De ces noyaux, seule une faible proportion échappa, à l'étape suivante, à la formation de l'hélium. Tout était conditionné, de toute façon, par la quantité de neutrons présents.

4.4.3 Abondances des protons et neutrons

Dans l'univers primordial, les réactions décrites plus haut transforment neutrons en protons et réciproquement. Les abondances relatives des deux espèces s'évaluent en fonction des taux de réactions correspondants. Les conditions sont différentes selon que la température de l'Univers dépasse ou non la différence de masse $Q = (m_n - m_p)c^2 = 1,293 \text{ MeV}$ (soit, si l'on préfère, $1,5 \cdot 10^{10} \text{ K}$) entre les deux types de particules. Lorsque $T > Q$, on peut calculer les taux de réactions (dans les deux sens $p \rightarrow n$ et $n \rightarrow p$) selon les lois des interactions faibles*, en fonction des abondances relatives des particules concernées : ils sont sensiblement égaux et inférieurs au taux d'expansion de l'Univers.

Cela assure l'équilibre entre protons et neutrons, de sorte que le rapport entre leurs abondances est donné par la loi de Boltzmann,

$$\frac{N_n}{N_p} = \exp\left(\frac{-Q}{k_B T}\right).$$

Cependant, les réactions entre les deux espèces se raréfient, du fait de l'expansion et de la dilution qu'elle entraîne. Leur taux doit être comparé au taux d'expansion de l'Univers qui lui-même, à température donnée, dépend du nombre de particules relativistes alors présentes dans l'univers. Celui-ci est donné par la relation $10,5 + 7/4 (N_v - 3)$, en faisant intervenir le nombre d'espèces de neutrinos N_v . À une température $T_{n/p}$, le rapport s'est finalement gelé à une valeur voisine de $\exp\left(\frac{-Q}{k_B T_{n/p}}\right)$, qui détermine l'abondance

de ${}^4\text{He}$ produite (par exemple de 0,15 – 0,2 environ, si $T_{n/p} = 10^9$ K). À partir de $T_{n/p}$ (à l'instant $t_{n/p} \approx 20$ secondes), les réactions ont été trop rares pour assurer l'équilibre.

Ensuite, la désintégration libre des neutrons (la durée de vie d'un neutron avoisine 900 s) a réduit exponentiellement leur abondance en fonction du temps. Dès que la formation du deutérium a été possible (c'est-à-dire à l'instant t_D où la température est descendue en dessous de T_D), elle s'est déroulée très rapidement et quasi totalement : tous les neutrons présents se retrouvent sous forme de deutérium.

4.4.4 La production de l'hélium

On peut évaluer grossièrement la quantité de ${}^4\text{He}$ produite en admettant que tous les neutrons initialement disponibles, et qui ont d'abord formé du deutérium, se sont finalement retrouvés sous forme de ${}^4\text{He}$. Cela revient, bien entendu, à négliger les rares atomes de deutérium qui ont échappé à la formation de l'hélium mais cette approximation est tout à fait justifiée. Nous écrirons donc que tous les neutrons présents à l'instant t_D ont été incorporés dans des noyaux d'hélium. Sachant qu'un atome ${}^4\text{He}$ contient deux neutrons, on en déduit l'abondance en masse Y_4 de l'hélium – 4, de l'ordre de 25 %.

Abondances observées

Les calculs de nucléosynthèse sont très précis, effectués aujourd'hui à l'aide de puissants codes numériques. Les incertitudes théoriques proviennent essentiellement de celles sur les sections efficaces impliquées. Elles atteignent environ 0,2 % pour ${}^4\text{He}$, 5 % pour ${}^2\text{H}$ et ${}^3\text{He}$, 15 % pour ${}^7\text{Li}$.

Les observations sont consacrées à des sites où l'on pense que les valeurs primordiales ont été peu modifiées par une évolution ultérieure : pour le deutérium, des nuages de gaz très lointains, observés par leurs raies d'absorption devant les quasars : la valeur primordiale serait la plus basse observée en leurs seins. On observe ${}^4\text{He}$ dans les régions H-II des galaxies bleues compactes (où peu de formation stellaire s'est déroulée). De manière générale, on concentre les observations sur les objets où les abondances des éléments plus lourds (synthétisés par les étoiles) sont les plus faibles. On observe le ${}^7\text{Li}$ dans les étoiles chaudes et pauvres en métaux de notre galaxie.

Le deutérium étant brûlé dans les étoiles, toute mesure constitue une limite inférieure à l'abondance primordiale, et fournit une limite supérieure à la densité baryonique. La dispersion élevée (et mal comprise) des observations aboutit à $D/H = (2,5 - 3) \cdot 10^{-5}$.

Des calculs plus détaillés, mettant en jeu l'ensemble des réactions et des espèces chimiques, permettent de calculer toutes les abondances produites. Les réactions dépendent d'ajustements assez fins, et les résultats sont sensibles à plusieurs paramètres (*Figure 4.6*). On choisit en général comme premier paramètre le rapport η des densités numériques de baryons et de photons,

$$\eta = 2,83 \Omega_{\text{baryons}} h^2 \cdot 10^{-8}.$$

Cette quantité, de l'ordre du milliardième, n'a pas varié, au cours de l'histoire cosmique, depuis la nucléosynthèse primordiale. Expriment la vitesse d'expansion de

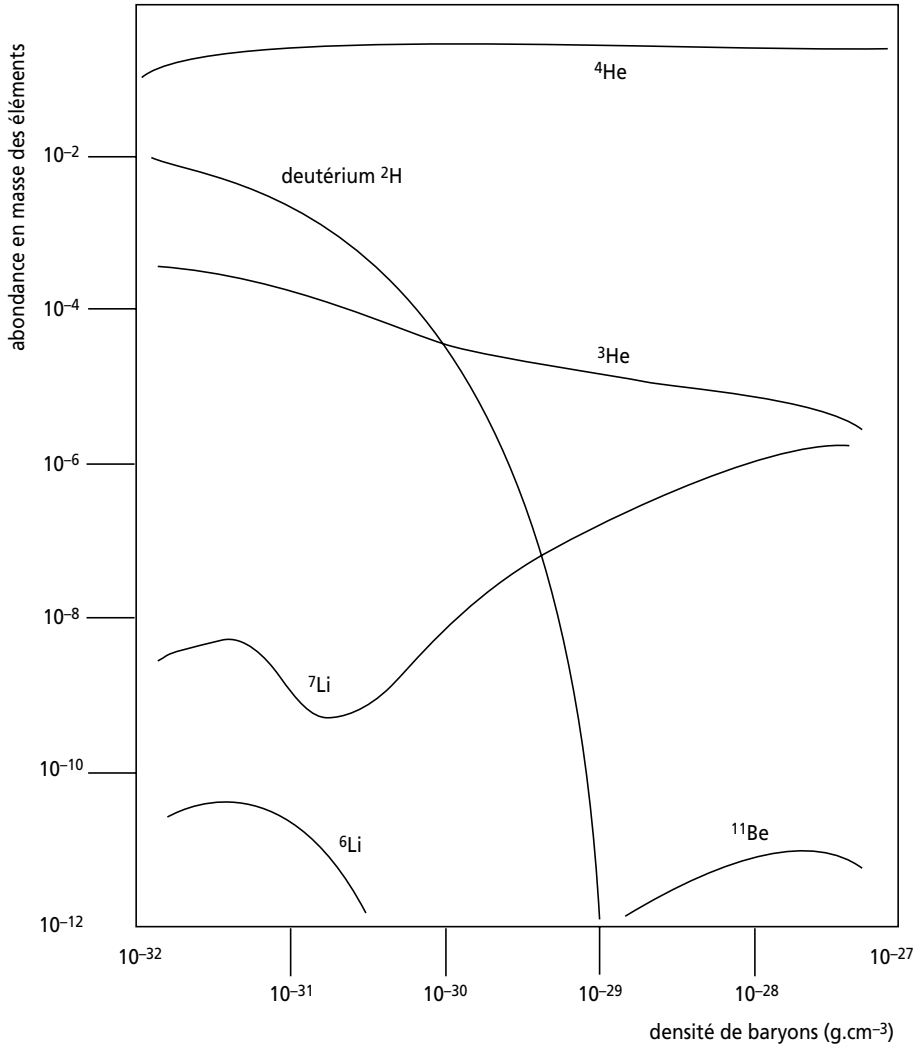


Figure 4.6 - Les abondances des éléments chimiques prédites par les modèles de nucléosynthèse primordiale, en fonction de la densité actuelle moyenne des baryons dans l'Univers.

(D'après Zel'dovich et Novikov, *The structure and evolution of the universe*, The University of Chicago Press, 1983.)

l'Univers à l'époque de la nucléosynthèse, elle conditionne l'abondance du deutérium produit. En effet, la question cruciale est de savoir combien des neutrons transformés en deutérium ont échappé à l'incorporation en hélium : d'autant plus que la vitesse d'expansion était élevée, et η faible ; cela correspond donc à une abondance actuelle du deutérium élevée. Les observations impliquent $\eta < 10^{-9}$.

Finalement, la meilleure estimation, déduite des abondances de tous les éléments simultanément, aboutit à $\Omega_b \approx 0,04$ pour la densité de l'Univers sous forme de baryons (soit environ $3 \cdot 10^{-31} \text{ g/cm}^3$), quelques pour cent seulement de la valeur critique.

Cette contrainte extrêmement importante était pratiquement la seule jusqu'aux résultats de WMAP. Le fait que ces derniers, combinés avec les données sur $P(k)$, aient fourni une valeur similaire est extrêmement encourageant pour la cosmologie. Comme on le sait maintenant depuis plusieurs décennies, ceci exclut un univers qui serait spatialement plat ($k = 0$) et exclusivement composé de baryons. De nombreux autres résultats (qui aboutissent à $\Omega_m \approx 0,3$) suggèrent d'ailleurs la présence de masse cachée sous forme non baryonique (voir § 3.1.5).

Un autre paramètre joue également un rôle important. Nous avons évoqué le gel de l'abondance des neutrons par rapport à celle des protons, à une température $T_{n/p}$. Le rapport de ces deux abondances au début de la nucléosynthèse, ainsi que la quantité totale d'hélium fabriqué, dépendaient de la valeur de $T_{n/p}$. Cette valeur elle-même dépend du nombre d'espèces de neutrinos présents dans la nature, N_ν (voir § 4.3.2). La quantité d'hélium fabriqué augmente *grosso modo* de 1 % pour chaque famille supplémentaire. Depuis longtemps, les astrophysiciens avaient établi à partir de leurs observations la limite $N_\nu < 5$ et qui était restée la meilleure connue. Depuis, les expériences menées au LEP (à Genève) ont montré que $N_\nu = 3$, une vérification supplémentaire des prévisions des modèles de *big bang*.

4.5 L'UNIVERS TRÈS PRIMORDIAL

4.5.1 L'univers des particules

S'il n'y avait pas d'atomes avant la recombinaison, c'est que l'intense énergie régnante (sous forme de rayonnement par exemple) aurait aussitôt détruit tout atome présent. De même, avant la nucléosynthèse, le rayonnement aurait détruit tout noyau de deutérium. En remontant encore dans le passé cosmique, l'énergie augmente encore, atteignant des valeurs telles que les particules élémentaires elles-mêmes ne pouvaient subsister. On évoque, pour décrire le contenu de l'Univers pendant la première microseconde après le *big bang*, une "soupe de quarks" (en l'état de nos connaissances, les constituants les plus "ultimes" de la matière), à la fin de laquelle ces quarks se seraient structurés en neutrons et protons lors d'une *transition quark - hadron**. Mais la physique du plasma de quarks précédant cette transition reste incertaine : nos théories actuelles restent encore impuissantes pour décrire la première microseconde de l'Univers, tant densité et énergie sont élevées : c'est le royaume des hypothèses.

La première microseconde

Cette première microseconde est très probablement riche en événements. Ce que l'on peut imaginer dépend de la théorie adoptée pour décrire les interactions entre particules à très hautes densité et énergie. Il n'existe pas de telle théorie vraiment élaborée mais plutôt des ébauches. Par exemple, les physiciens se sont longtemps intéressés aux théories de grande unification* (TGU), cas particulier des théories de

jauge*. Dans ce cadre, les années 1970-1980 ont vu l'irruption d'idées cosmologiques nouvelles : ère d'inflation, existence possible de défauts topologiques (monopôles magnétiques ou cordes cosmiques),... En dehors d'un effet de mode certain, elles ont eu le mérite d'attirer l'intérêt sur des questions cosmologiques fondamentales, et de montrer que les modèles de *big bang* pouvaient encore faire de la place à des épisodes intéressants, et nouveaux.

L'essentiel de ces prédictions provient de la prédiction, par les TGU, d'une *transition de phase* pendant les premières fractions de la première seconde de l'Univers ; transition marquant précisément la fin de la validité de ces TGU, au profit des théories qui constituent la physique ordinaire régnant actuellement. Les caractéristiques de cette transition, une *brisure de symétrie**, dépendent de celles des théories d'unification.

4.5.2 L'unification des interactions

La plupart des processus physiques se décrivent par des interactions, aujourd'hui classées en quatre familles : électromagnétiques, gravitationnelles, nucléaires fortes — responsables de la cohésion des noyaux — et nucléaires faibles (à l'origine de la désintégration bêta). Nous savons depuis le siècle dernier qu'électricité et magnétisme, apparemment différents, sont en fait deux aspects d'un seul phénomène, l'électromagnétisme. Est-il possible que les autres interactions, apparemment différentes, puissent être unifiées de la même manière ?

Les physiciens ont trouvé quelques éléments de réponse dans le concept de *théorie de jauge**. Cette conception suggère d'interpréter une interaction comme la conséquence de l'existence d'une certaine symétrie, dite « de jauge ». Cette dernière n'opérerait pas dans l'espace (ou l'espace-temps) géométrique habituel, mais dans un « espace interne » associé aux espèces de particules considérées. À l'exception de la gravitation, chacune des différentes interactions a pu être décrite d'une telle manière.

Mais ces théories ont apporté davantage : les physiciens Sheldon Glashow, Abdus Salam et Steven Weinberg ont construit une théorie *électrofaible**, décrivant simultanément, de manière unifiée, l'électromagnétisme et les interactions faibles*. D'où l'idée qu'une symétrie encore plus complète pourrait permettre de construire une théorie de grande unification* (TGU), incorporant également les interactions fortes* dans un schéma commun.

Les physiciens n'ont pas (encore ?) réussi à construire une telle théorie. Ils sont très nombreux à penser que cela arrivera, même si les pistes originelles ont été remplacées par des idées plus récentes telles que supersymétrie et supercordes, géométrie non commutative, gravité ou cosmologie quantique... En tout état de cause, certains n'hésitent pas à utiliser ces ébauches de théories encore hypothétiques pour émettre des prédictions cosmologiques.

4.5.3 Transition de phase

Une TGU prédit deux régimes distincts pour la physique. Aux températures supérieures à 10^{28} K (soit une énergie moyenne par particule supérieure à 10^{15} GeV), les

lois physiques sont unifiées, et décrites par la GU précisément : les symétries sont vérifiées, les interactions se confondent, un très grand nombre de particules coexistent. Dans l'autre régime à plus basse température, la symétrie est "brisée" : les diverses interactions sont différenciées et la physique se réduit à celle que nous connaissons. Entre les deux, « brisure de symétrie ».

Un épisode semblable est également prédit à partir de la théorie électrofaible, à une énergie d'une centaine de GeV seulement et donc plus tardif dans l'histoire cosmique : environ 10^{-12} seconde après le *big bang*. Auparavant, l'unification électrofaible devait régner en tout point. Mais le refroidissement de l'Univers l'a fait basculer dans une phase décrite par la physique ordinaire : changement de phase, brisure de symétrie, analogue à celle de l'eau qui "basculer" soudain en glace. C'est au moment de cette brisure de symétrie* électrofaible qu'intervient le « mécanisme de Higgs ».

Selon une TGU, la grande unification aurait régné de la même manière en tout point de l'Univers pendant la première 10^{-35} seconde (correspondant à une température supérieure à 10^{15} GeV). La brisure de symétrie* clôturant cette période aurait pu entraîner des conséquences remarquables. En effet, la transition de la grande unification vers la physique ordinaire n'a pu se produire de manière exactement identique, ni de manière synchronisée partout dans l'Univers. Pour des raisons de causalité (relativiste), la cohérence de son déroulement n'a pu dépasser l'extension de certaines régions de l'espace-temps causalement liées. Autrement dit, elle s'est déroulée différemment dans des régions causalement disconnectées. Un peu comme si la surface d'un lac commençait à geler en différents points, formant des grandes zones cristallisées de manières homogènes, mais ne se raccordant pas parfaitement les unes aux autres. Cela provient du fait que l'état physique après la transition n'est pas imposé rigoureusement par la théorie et peut différer légèrement d'un point à un autre tout en correspondant aux lois physiques ordinaires.

La structure des théories de grande unification est relativement complexe, mais on peut visualiser certains aspects de la transition de phase par une analogie : en suivant, d'un point à l'autre de l'espace, la taille et l'orientation d'un vecteur (ou autre quantité) caractéristique (*Figure 4.7*). Le règne de la grande unification correspond à la situation la plus simple possible : le vecteur est partout nul, ce que nous représentons par des points en (a). Cela illustre la symétrie de la théorie puisqu'aucune orientation particulière n'apparaît. À plus basse énergie, cette symétrie est brisée : le vecteur prend en chaque point une orientation particulière. Le cas où l'orientation reste la même d'un point à un autre correspond à la physique ordinaire, sans que la valeur ou l'orientation de ce vecteur ait une influence. Dans cette configuration très simple (b), la symétrie est détruite puisqu'une direction privilégiée est apparue. Mais aucun effet physique particulier ne se manifeste car le vecteur ne varie pas d'un point à l'autre. Ce cas correspond au vide de la physique ordinaire.

En revanche, les différences d'orientation d'une région à l'autre pourraient entraîner des effets perceptibles. C'est précisément ce que prévoient les modèles cosmologiques : le vecteur ne peut conserver une valeur (ou orientation) constante que dans des zones limitées de l'espace. Le vecteur reste identique à l'intérieur de chacun de ces domaines de cohérence, mais il varie fortement à leurs interfaces (c).

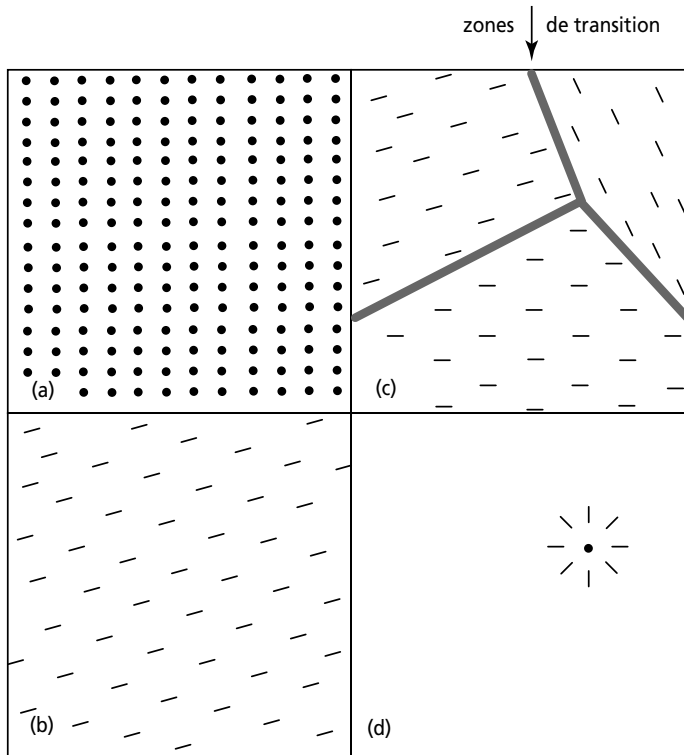


Figure 4.7 - Les différentes configurations du vide quantique peuvent se représenter schématiquement par l'orientation d'un vecteur.

Celui-ci peut être partout nul (a); prendre une orientation constante (b); ou constante par régions (c). Ce dernier cas permet de définir des zones de transitions ou de défauts topologiques, tels par exemple les monopôles magnétiques (d).

L'Univers postérieur à la transition serait ainsi divisé en différentes zones. En chacune, règnerait la physique ordinaire. Mais leurs raccordements imparfaits laisseraient subsister des défauts aux jointures : des frontières où la physique n'a pu devenir la physique ordinaire, et où de grandes quantités d'énergie restent piégées. Selon les variantes des théories de grande unification, ces *défauts topologiques* (régions ayant échappé à la brisure de symétrie) occuperaient des surfaces (murs domaniaux), des lignes (cordes cosmiques), ou des défauts ponctuels (monopôles magnétiques). Ils abritent de l'énergie (donc de la masse) sous une forme très concentrée. Dans les différents cas les implications cosmologiques sont différentes.

4.5.4 Monopôles magnétiques et cordes cosmiques

Le cas des défauts ponctuels est remarquable car ceux-ci s'identifient à des objets dont l'existence avait été prévue dans un cadre bien différent, les monopôles magnétiques* (Figure 4.7 d). Selon l'expérience physique courante, personne n'a jamais pu séparer

le pôle nord et le pôle sud d'un aimant : il n'existe pas, apparemment, de charge magnétique isolée, de « monopôle ». Pourtant les défauts ponctuels qui résulteraient de la transition de phase des TGU auraient les propriétés de tels objets. Ce seraient des régions de taille microscopique, presque ponctuelles, à l'intérieur desquelles on peut considérer que la physique de grande unification reste piégée.

De telles configurations emmagasinent beaucoup d'énergie, de sorte qu'elles apparaissent comme des particules hypermassives (presque un microgramme). Mais en fait, plutôt que des particules élémentaires (au même titre que l'électron par exemple) ce sont des zones microscopiques où l'espace lui-même est différent. La théorie prévoit même que leur intérieur soit structuré comme un oignon, avec des couches successives, dans lesquelles s'applique une physique de plus en plus éloignée de la physique ordinaire (et d'autant plus proche de la grande unification) au fur et à mesure que l'on pénètre profondément (avec une échelle caractéristique de longueur de l'ordre de 10^{-28} cm). Néanmoins les détails de cette structure interne nous sont masqués, à cause de l'énergie énorme qu'il faudrait pour accéder à l'intérieur du monopôle magnétique. L'ensemble nous apparaît, vu de l'extérieur — c'est-à-dire à des échelles supérieures à 10^{-13} cm — comme une particule.

Il est possible d'estimer naïvement combien de monopôles magnétiques auraient été créés à l'époque de la transition de phase. L'Univers n'était alors âgé que de 10^{-35} sec : aucun processus causal ne pouvait donc encore avoir agi au-delà de la taille de l'horizon à cette époque, soit 10^{-35} seconde-lumière = 10^{-25} cm. Ainsi les domaines de cohérence (dans lesquels la transition se produit de manière uniforme) ne pouvaient excéder cette dimension. On attend donc environ un monopôle magnétique par domaine de cohérence, soit 10^{-75} par cm^3 à cette époque. Mais l'énorme densité de masse que cela représenterait serait totalement incompatible avec les observations cosmologiques : l'Univers contiendrait tellement de masse, sous forme de monopôles magnétiques, qu'il aurait dû depuis longtemps s'effondrer sous son propre poids !

Ou bien de tels monopôles n'ont jamais été créés, ou bien ils ont subi une dilution extrême. L'idée d'inflation cosmologique (voir § 4.5.5) a précisément été inventée pour assurer une telle dilution, et rendre ainsi compatible l'existence de monopôles magnétiques primordiaux avec la cosmologie. La dilution assurée par l'inflation aurait été si efficace qu'elle n'aurait laissé subsister que quelques monopôles magnétiques dans tout l'Univers observable. Les TGU prévoient donc, soit trop de monopôles, soit quasiment aucun. Malheureusement l'expérience et l'observation ne nous donneront sans doute pas la réponse avant longtemps.

La détection des monopôles n'est pas impossible, mais nécessite le recours à de nouvelles techniques : très lourdes, ces particules subissent très peu de pertes par ionisation et ne sont guère arrêtées par la matière. Et le très faible flux attendu exige des détecteurs très performants. Malgré quelques tentatives, aucune détection confirmée n'a eu lieu. Une telle détection, impliquant de modifier l'électromagnétisme, validant (éventuellement) les théories de grande unification, serait sans nul doute un événement majeur dans la physique de ce siècle.

Cordes cosmiques

Selon d'autres versions, la brisure de symétrie de grande unification pourrait avoir engendré des êtres longilignes représentant des densités énormes d'énergie, les cordes cosmiques (à ne pas confondre avec les cordes de la théorie des cordes ou des supercordes). Elles se manifesteraient essentiellement par l'effet de leurs masses, réparties le long d'immenses filaments engendrés à l'occasion de la brisure de symétrie*. Il a été suggéré que ces cordes auraient pu engendrer les premières fluctuations à l'origine de l'apparition des premières galaxies, quelques milliards d'années plus tard (voir le chapitre 5). Mais après avoir été à la mode, l'existence des cordes cosmiques ne semble guère favorisée par les observations récentes.

4.5.5 L'énergie du vide et l'inflation

Les TGU* ont apporté une autre contribution importante, celle du concept d'inflation cosmologique. Aucun modèle de TGU n'est aujourd'hui disponible, ni non plus aucun modèle d'inflation vraiment justifié, mais l'idée continue pourtant à connaître une grande faveur.

Le terme qualifie une période de l'univers extrêmement brève, qui se serait déroulée dans les toutes premières fractions de secondes d'un modèle de big bang, durant laquelle l'expansion cosmique aurait été très rapide, par exemple une exponentielle en fonction du temps. Cela sous-entend que la dynamique cosmique aurait été dominée par une forme d'énergie exotique, une « énergie du vide » (voir § 3.1.3), ou des « champs scalaires » (par exemple du type quintessence). Mais l'existence ni de l'un ni de l'autre n'est aujourd'hui assurée en physique.

L'idée d'énergie du vide se discute dans le cadre de la *théorie quantique des champs** (celui de la physique quantique relativiste, des théories de jauge, des tentatives de TGU...), appliqué à la cosmologie. Cette approche décrit toute la réalité physique en termes de champs quantiques, dont un type est associé à chaque type de particule. Chaque champ F peut être dans un état ou dans un autre. Le plus souvent, un état correspond à la présence d'un nombre déterminé de particules. Il en existe un qui correspond à l'absence de toute particule : il est qualifié d'« état fondamental » de F , ou de « vide quantique ». Pour chaque type de particule, le champ quantique associé peut être dans son niveau fondamental (vide) ou dans un niveau excité.

Nous ne savons pas s'il existe d'autres champs quantiques que ceux que nous connaissons déjà. Chaque approche théorique (TGU, supersymétrie, cordes...) prédit l'existence de nouvelles espèces spécifiques, parfois plus d'une centaine. Parmi eux, des champs scalaires (autre manière de déclarer que les particules correspondantes sont dépourvues de spin). En dehors de la récente découverte du champ de Higgs (encore à confirmer), nous ne connaissons aucun champ de ce type mais leur existence possible est souvent invoquée en cosmologie.

Une espèce de champ scalaire ϕ se caractérise (entre autres) par un potentiel $V(\phi)$ associé : un « champ scalaire massif » de masse m est par exemple défini par un potentiel $V(\phi) = 1/2 m^2 \phi^2$; un champ « auto-interagissant » par $V(\phi) = \lambda \phi^4 \dots$ L'état fondamental correspond à la valeur ϕ_0 qui minimise le potentiel V , et à une énergie

potentielle $V(\phi_0)$. Ce qui la distinguerait des autres formes d'énergie, c'est qu'elle resterait sensiblement constante, au lieu de se diluer avec l'expansion cosmique. Il est facile de vérifier que les équations de Friedmann impliquent alors une expansion exponentielle.

La relativité générale énonce que matière et rayonnements exercent un effet gravitationnel et modifient la dynamique de l'univers. Or ce que nous appelons matière et rayonnements, ce sont les états excités des champs quantiques. L'état fondamental d'un champ quantique peut-il lui aussi exercer un effet dynamique sur l'univers ? Autrement dit, une énergie du vide, si cela existe, peut-elle exercer un effet gravitationnel, alors qu'elle n'est associée à aucune particule ni rayonnement ? Nous n'avons pas de réponse définitive à cette question, notamment à cause de difficultés fondamentales de la théorie quantique des champs encore non résolues (tous les calculs d'énergie donnent des valeurs infinies). L'idée d'un effet dynamique de l'énergie du vide suppose une réponse positive.

Si l'on admet cette possibilité de principe, reste à savoir si elle a pu s'actualiser à un moment ou à un autre de l'histoire cosmique : existe-t-il un certain champ quantique qui, à un certain moment, s'est trouvé dans son état fondamental (ou dans un état proche), et dont l'énergie aurait exercé une influence dynamique prépondérante ? L'idée d'inflation repose sur cette série d'hypothèses. Dans ce cas, le contenu de l'univers aurait obéi à une équation d'état à pression négative, $p = -\rho c^2$, ou du même genre, où ρ représente l'énergie d'un certain champ baptisé « inflaton ».

Une telle contribution, reportée dans les équations cosmologiques de Friedmann, apparaît *formellement* analogue à celle d'une constante cosmologique. Toutefois, à la différence de cette dernière, elle ne serait pas constante. Elle aurait pu faire prendre à l'expansion de l'univers un cours extrêmement rapide, une inflation. Par exemple, en une durée aussi faible que 10^{-35} seconde, le rayon d'échelle et toutes les dimensions cosmologiques se seraient dilatés d'un énorme facteur d'inflation, dont la valeur I est en général choisie autour de 10^{50} . C'est davantage que les effets de l'expansion accumulés sur les milliards d'années restants !

Ayant incorporé ce processus dans les modèles d'univers, les cosmologues ont jugé ses effets plutôt bénéfiques : dilution extrême (par le facteur I) du contenu et de la courbure de l'espace, modifications de la structure causale de l'espace-temps, naissance de fluctuations. Cela pourrait aider à répondre à certaines questions de la cosmologie, en particulier concernant la formation des galaxies. L'examen attentif de la compatibilité de l'existence d'une telle période d'inflation avec les modèles de big bang, et avec la physique des particules constitue un champ de recherches actuellement très vivant. Néanmoins il semble difficile de mettre sur pied un scénario cohérent d'inflation et l'avenir de cette idée n'est pas assuré.

4.5.6 Le big bang revisité

Il est encore trop tôt pour savoir si de telles innovations seront validées par les observations. La physique théorique des prochaines années en amènera sans doute de nouvelles, tout aussi originales. Au cours de ces dernières années, la physique des

particules a joué un rôle fécond en cosmologie. Elle a suggéré la présence possible de particules massives qui, tout en restant cachées, créeraient des effets dynamiques importants et pourraient apporter la solution du problème de la masse cachée*, ou la clé du processus de formation des galaxies. Les physiciens des particules en sont d'ailleurs arrivés à considérer les conditions de l'univers primordial comme un champ d'applications favori de leurs théories, d'où ils tirent des contraintes pour leurs modèles. En tout cas, les concepts introduits à cette occasion se sont révélés tout à fait féconds et originaux : la physique des particules fait évoluer, de manière plus ou moins graduelle, nos idées à propos de l'évolution du cosmos. Savoir si les modèles résisteront ou non à ses implications n'est pas encore possible.

De nouvelles théories physiques deviennent disponibles pour décrire la physique à des énergies, des températures de plus en plus élevées. Elles permettent donc de s'intéresser à des instants de plus en plus primordiaux dans l'évolution du cosmos. Une barrière fondamentale demeure cependant, une étape essentielle à franchir. La route vers la reconstitution des premiers instants nous restera barrée, tant qu'une synthèse n'aura pas été menée à bien entre gravitation (relativité générale) et physique quantique.

Les nombreuses pistes explorées actuellement incorporent des idées très originales, permises par les développements récents des mathématiques et de la géométrie : nouvelles symétries, nouvelles approches de l'espace ou de l'espace temps (dimensions supplémentaires, abandon de la continuité, variantes topologiques...). Ces théories dépassent le cadre purement cosmologique, dans la mesure où elles proposent des visions entièrement nouvelles de la physique (voir *Au-delà de l'espace et du temps*, op. cit.).

4.6 COSMOLOGIE QUANTIQUE

La dynamique de l'Univers est gouvernée par son contenu matériel. Celui-ci étant décrit par la physique quantique, il semble naturel d'imaginer que le comportement de l'Univers doit être abordé lui aussi d'un point de vue quantique. D'ailleurs, en toute rigueur, la physique quantique ne peut traiter sans approximation que d'un système physique *isolé*. Et le seul système physique véritablement isolé, c'est... l'Univers lui-même. Ainsi, d'une certaine façon, toute approche de physique quantique mène à la cosmologie quantique. Mais puisque tout est gouverné par la gravitation, il semble bien qu'il faille aborder cette dernière d'une manière quantique elle aussi.

4.6.1 Gravitation et cosmologie quantique

C'était un des rêves d'Einstein que de concilier relativité générale et théorie quantique. Malgré de nombreuses tentatives depuis cette époque, il n'est toujours pas accompli. Il est motivé par de nombreuses raisons. Une approche quantique pourrait par exemple – espèrent de nombreux physiciens – faire disparaître les *singularités* gênantes de la théorie d'Einstein. Il ne s'agit pas de rejeter totalement la relativité générale, qui est très bien vérifiée à notre échelle, mais plutôt de la considérer comme la limite à basse énergie d'une théorie plus complète et quantique. Les approches (dites *perturbatives*) utilisées pour quantifier les autres interactions se

sont révélées inapplicables à la relativité générale. Cette théorie est en effet apparue *non renormalisable*, ce qui traduit l'impossibilité de se débarrasser des divergences qui surgissent dans les équations du champ gravitationnel. On ne dispose donc toujours pas d'une théorie quantique de la gravitation en ce début de XXI^e siècle, même si quelques approches semblent prometteuses.

Dans ce cas, pourquoi, et comment s'intéresser à la cosmologie quantique ? La cosmologie repose sur la gravitation ; et une cosmologie quantique devrait donc reposer sur une gravité quantique dont on ne dispose pas encore ! La réponse tient au fait que, si l'on veut progresser dans la recherche d'une théorie de gravité quantique, il serait souhaitable de pouvoir se référer à des résultats observationnels. Or, on s'attend à ce que les effets d'une telle théorie ne puissent se manifester qu'à des échelles d'énergies énormes, supérieures à 10^{19} GeV, sans doute à jamais inatteignables en laboratoire. Pour rappel, l'accélérateur LHC du CERN atteignait 8 000 GeV lors de la découverte du boson de Higgs en 2012. Mais on pense que de telles énergies ont régné dans les instants primordiaux du déroulement de l'histoire cosmique et que des effets gravitationnels quantiques ont pu s'y dérouler. Peut-être certaines observations cosmologiques pourraient nous en révéler certaines traces. Une théorie quantique de la cosmologie pourrait ainsi permettre d'aborder ces zones d'incertitude que constituent l'Univers très primordial ; par exemple à propos des « conditions initiales » de l'Univers, ou de l'origine des perturbations primordiales ; et aussi de reconsidérer des questions fondamentales telles que celles qui concernent la nature du temps.

La première tentative reconnue de modèle de cosmologie quantique remonte à la fin des années 1960, sous forme de la quantification d'une reformulation de la relativité générale. Ceci aboutit à l'équation de *Wheeler-De Witt*. Elle s'apparente à l'équation de Schrödinger qui, en physique quantique « ordinaire », décrit l'évolution d'une fonction d'onde (historiquement Bryce De Witt aurait même désiré qu'elle s'appelle l'équation d'*Einstein-Schrödinger*). Ici, l'équation est censée gouverner le comportement de la fonction d'onde de l'Univers dans son ensemble, c'est-à-dire son état quantique global. Malheureusement, il semble impossible d'en trouver des solutions ; et elle présente des difficultés d'interprétation, de sorte qu'elle est aujourd'hui considérée comme une impasse théorique. Elle représente toutefois une sorte de référence pour toutes les spéculations sur la cosmologie quantique et l'on s'attend à retrouver certaines de ses propriétés dans une « bonne » théorie ; par exemple la possibilité de modèles de l'Univers sans singularité originelle qui pose tant de problèmes.

De nombreuses ébauches de modèles tirant les leçons des travaux de John Wheeler et Bryce De Witt sont apparues depuis. Les uns, très populaires ces dernières années, impliquent *supergravité* et *supercordes*. D'autres, plus récents, se présentent comme une quantification proprement dite de la gravité.

4.6.2 Supergravité et supercordes

Inventée au début des années 1970, la supersymétrie serait une nouvelle symétrie entre les fermions et les bosons : elle implique que toute particule de spin demi-entier

(fermion) possède une contrepartie de spin entier (un boson, son *partenaire supersymétrique*), et inversement. Ainsi par exemple, au *graviton* de spin 2, qui serait le boson médiateur de la gravitation, serait associé un *gravitino*, fermion de spin $3/2$. Concrètement cela rajouterait des termes dans les équations du champ gravitationnel, qui pourraient annuler certains des termes divergents de la relativité générale quantique. Ceci permet alors un développement de la théorie, dont les premiers ordres semblent viables.

Mais c'est la théorie des cordes, ou plutôt des supercordes, que l'on espère dépourvue de toute divergence. Celle-ci incorpore la notion de supersymétrie, mais considère en plus que les objets fondamentaux (par exemple un électron) sont des entités non pas ponctuelles mais linéiques, des *cordes*. L'innovation fait disparaître de nombreuses divergences au niveau quantique. Ces théories de supercordes ont suscité beaucoup d'enthousiasme du fait que plusieurs de leurs variantes se sont montrées régulières à tous les ordres du développement. Toutefois, les puristes soulignent qu'il ne s'agit pas vraiment d'une quantification de la gravitation : c'est une quantification sur un espace-temps donné et non pas une quantification de l'espace-temps lui-même. Reste que le principal problème de ces théories réside aujourd'hui dans leur inaptitude à produire des prédictions phénoménologiques, même si quelques scénarios cosmologiques – notamment à propos de l'inflation – s'en inspirent.

4.6.3 Cosmologie quantique à boucle

Une autre approche de la cosmologie quantique est apparue à la fin des années 1990, principalement sous l'impulsion de Martin Bojowald et Abhay Ashtekar : la *cosmologie quantique à boucle* (LQC pour *loop quantum cosmology*). Il s'agit d'une famille de modèles cosmologiques quantiques obtenus par des méthodes inspirées de la *gravité quantique à boucle* (LQG), elle-même une voie d'approche prometteuse pour construire une théorie de gravité quantique.

Contrairement à ce que l'on pourrait penser de prime abord, la cosmologie quantique à boucle n'est pas une application de la LQG à la cosmologie (cette dernière n'est d'ailleurs pas une théorie aboutie). Ces deux approches partagent des fondations et un point de vue communs, mais il s'agit de deux quantifications distinctes, même si celle appliquée en LQC est construite par imitation de la LQG. L'origine commune de ces deux théories est la formulation de la relativité générale en termes de connexions et son écriture sous forme hamiltonienne par Abhay Ashtekar. Ce formalisme a permis à la fin des années 1980 la mise en place d'une approche prometteuse pour une théorie quantique de la gravitation : la LQG. Cette théorie (également appelée *gravité quantique canonique*) procède par l'application de la *quantification canonique* à la relativité générale d'Einstein. Le terme canonique qualifie la méthode (de quantification) qui a été appliquée avec succès aux autres interactions, comme l'électromagnétisme, et qui est donc bien maîtrisée. La relativité générale nous a appris que la métrique de l'espace-temps et le champ gravitationnel sont un seul et même objet. Cela implique qu'une théorie quantique de la gravitation ne peut pas être formulée (comme les théories quantiques des champs

connues) sur un espace-temps déjà défini, c'est-à-dire une variété munie d'une métrique (qui serait une métrique « de fond »). La quantification requise ici apparaît bien plus technique et sa construction est aujourd'hui encore en cours. En l'état présent, la théorie n'a encore bien identifié que les « états cinématiques » seulement ; une manière de dire que la véritable dynamique (quantique) de la gravitation reste encore inaccessible. Les travaux sont néanmoins suffisamment avancés pour que l'on ait pu établir certaines implications sur les propriétés de la « géométrie de l'espace-temps quantique », même si cette dernière n'est pas complètement connue. En particulier, la LQG implique que les grandeurs géométriques fondamentales, tel le volume, ne sont pas représentées par des nombres, mais par des opérateurs (exactement comme, par exemple, l'énergie en physique quantique ordinaire). Ces opérateurs ont un « spectre discret ». Le spectre, c'est l'ensemble des *valeurs propres* de l'opérateur ; ces dernières représentent mathématiquement les valeurs que peut prendre la grandeur physique correspondante. Ainsi par exemple, le volume d'une certaine région ne peut prendre que certaines valeurs dans un ensemble discret, si bien que l'espace, ou l'espace-temps, quantique apparaît *discrétisé* et non pas continu. En outre, ce spectre est borné inférieurement (comme celui qui caractérise les états d'énergie de l'atome d'hydrogène), de sorte qu'il existe une valeur minimale incompressible pour tout volume, à laquelle est associée une *densité critique* indépassable notée ρ_c .

Rebond cosmique

Un premier objectif de la LQC (comme de toute approche de cosmologie quantique) est d'obtenir un équivalent quantique des modèles Friedmann – Lemaître. Elle procède en appliquant à l'espace-temps une méthode de quantification analogue à celle de la LQG, tout en imposant que l'univers reste homogène et isotrope : une version quantique du principe cosmologique (certains travaux ont aussi appliqué cette procédure à des modèles anisotropes, les modèles de Bianchi). La construction s'avère bien plus simple qu'en LQG. La matière y est intégrée d'une manière idéalisée, sous la forme de fluides parfaits cosmologiques. Le résultat de cette quantification aboutit (sous certaines approximations) à un modèle qui ressemble fortement aux modèles Friedmann-Lemaître classiques, mais avec une équation de Friedmann modifiée :

$$H^2 = \kappa \rho (1 - \rho/\rho_c).$$

Le terme additionnel ρ/ρ_c représente les *corrections quantiques* qui prennent en compte le caractère discret de l'espace mentionné plus haut. Comme ρ_c est la densité maximale autorisée par la théorie, cette nouvelle équation de Friedmann ne diverge pas à mesure que l'on se rapproche de l'instant zéro : la LQC exclut toute singularité originelle, et c'est son résultat essentiel. À la place apparaît un point tout à fait régulier (en $t = 0$) pour lequel la densité atteint la densité critique et où la dérivée du facteur d'échelle change de signe : plus de *big bang*, mais un *rebond cosmique* de l'Univers marquant la transition entre une phase de contraction passée ($t < 0$) et sa phase d'expansion (Figure 4.8).

L'idée d'un tel rebond n'est pas neuve : Georges Lemaître en présentait déjà un en 1933, dans ses modèles d'univers cycliques et elle est réapparue depuis à de

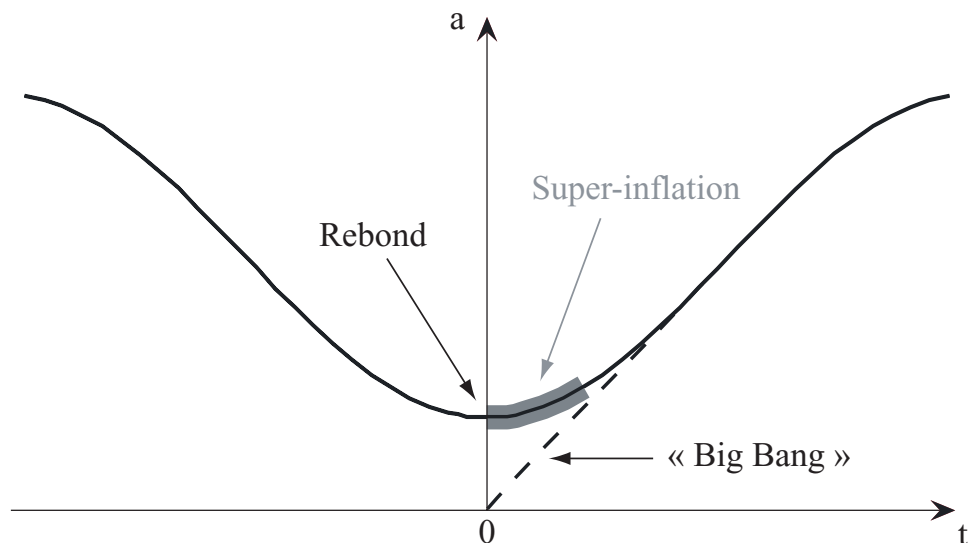


Figure 4.8 - Évolution de l'Univers selon la LQC.

nombreuses reprises dans des contextes théoriques divers. Ici, l'intérêt réside dans la prescription sans équivoque, par la LQC, de son échelle d'énergie, inférieure à l'échelle de Planck : $\rho_c = 0,92 \rho_{Pl}$.

Le rebond est suivi d'une phase très brève de forte expansion, appelée maladroitement *super-inflation* (Figure 4.7). À la différence de l'idée d'inflation usuelle, elle ne nécessite aucun ajustement des conditions initiales, ni invocation *ad hoc* de degré de liberté supplémentaire. Mais elle correspond cependant à une dilution rapide de l'Univers qui pourrait offrir la même capacité de résoudre les « problèmes » de la cosmologie classique tels celui des monopoles, de la platitude et de l'horizon. La super-inflation dilue la densité jusqu'à la rendre négligeable par rapport à la densité critique. L'équation se rapproche alors de celle de Friedmann usuelle et l'évolution cosmique se décrit à partir de ce moment selon un modèle de Friedmann-Lemaître ordinaire. En dehors de l'Univers primordial, et en particulier à notre échelle, la LQC ne se distingue pas d'un modèle du *big bang*.

Serait-il possible de prouver par des observations qu'un tel rebond a bien eu lieu ? Pourrait-on détecter des traces de la phase de contraction qui l'a précédé, ou de la super-inflation ? Il n'y a guère que dans le CMB que l'on pourrait espérer déceler des vestiges de ce qui s'est déroulé durant l'Univers primordial. Des premiers calculs suggèrent que la LQC n'apporte que de légères modifications au spectre de température du CMB ; et ceci aux bas multipôles, précisément là où l'incertitude sur la mesure est la plus grande du fait de la variance cosmique*. C'est plutôt dans le spectre des modes B de polarisation, aux échelles intermédiaires, que la théorie pourrait entraîner des modifications plus importantes. Tout ceci rend les cosmologues attentifs aux futurs résultats des observations.

LA FORMATION DES GALAXIES

5

PLAN

- 5.1 Gravitation et fluctuations 121
- 5.2 L'amplification des fluctuations 127

5.1 GRAVITATION ET FLUCTUATIONS

5.1.1 La question de base

Le problème de la formation des galaxies, ou plus généralement des grandes structures cosmiques, reste un des plus délicats de la cosmologie : aucun modèle n'en décrit aujourd'hui de manière satisfaisante tous les aspects. Chaque question, prise isolément, semble trouver une réponse. Ce n'est que lorsque l'on essaie de mettre ensemble ces réponses, dans le cadre unifié d'un modèle de *big bang*, que les choses se gâtent : aucun scénario ne rend compte aujourd'hui de toutes les étapes de la formation des galaxies.

La question essentielle consiste à comprendre comment sont apparues des inhomogénéités aussi importantes que les étoiles, les galaxies, ou les amas de galaxies, alors que l'Univers était très homogène, selon le postulat des modèles de *big bang* (apparemment confirmé par les observations du CMB). Comment concilier cette homogénéité initiale avec l'apparence actuelle de l'Univers ?

S'il n'y a pas, aujourd'hui, de scénario complet accepté par tous, le mécanisme de formation par *instabilité gravitationnelle* semble être admis : des fluctuations de densité, créées très tôt dans l'histoire cosmique, se seraient ensuite amplifiées, concentrées sous l'effet de leur propre poids. Elles auraient ainsi pu former les objets structurés que nous observons, probablement aidées en cela par des processus physiques autres que la gravitation. Il faut comprendre d'où viennent ces fluctuations initiales, et comment elles ont pu se concentrer.

Les lois de la dynamique et de la physique (voir § 5.2.2) permettent une première estimation, grossière, de leur taux d'amplification. Cela pose un premier problème fondamental. Les observations actuelles (des galaxies, amas, etc.) fournissent un ordre de grandeur du niveau présent des fluctuations. Les calculs indiquent, rétrospectivement,

le niveau requis à l'instant de la recombinaison pour permettre ce niveau aujourd'hui. Or, précisément, le rayonnement diffus cosmologique (CMB) porte la marque des fluctuations alors présentes : leur niveau apparaît extrêmement faible, de l'ordre de 10^{-5} . L'accord avec les valeurs actuelles, beaucoup plus élevées, exige un processus d'amplification très efficace. Telle est la difficulté majeure, sur laquelle butent la plupart des modèles.

5.1.2 Le mécanisme de l'instabilité gravitationnelle

Les modèles de big bang, ainsi que l'ensemble de notre cosmologie, reposent sur le *principe cosmologique** qui énonce que l'Univers était, à ses débuts, très homogène à toutes les échelles. Remettre en cause ce principe, ce serait remettre en cause ces modèles eux-mêmes et leurs fondements les plus profonds. Ce serait contraire à la règle du jeu que se donnent les astrophysiciens, les cosmologues et les scientifiques en général : avant d'abandonner une classe de modèles qui par ailleurs semble si convenable, il convient de tout tenter pour les réconcilier avec la réalité. Mais surtout, nous ne disposons d'aucun modèle susceptible de les remplacer : si l'univers n'avait pas été homogène à ses débuts, il ne pourrait offrir l'apparence régulière observée aujourd'hui.

L'hypothèse d'homogénéité permet de décrire l'évolution globale de l'Univers, en considérant uniquement les valeurs moyennes de sa densité et de sa pression, ρ_0 et p_0 , comme nous l'avons détaillé dans les chapitres précédents (dans ce chapitre, nous rajoutons des indices 0 pour indiquer les valeurs moyennées dans l'espace). Cette démarche se justifie au moins en première approximation. L'histoire de la formation des galaxies et des structures de l'Univers est celle du développement des écarts à cette homogénéité. On les mesure en écrivant la densité, en chaque point \mathbf{x} , sous la forme $\rho(\mathbf{x}) = \rho_0 + \delta\rho(\mathbf{x})$. Ceci définit la fluctuation de densité $\delta\rho(\mathbf{x})$, et la fluctuation relative $\delta(\mathbf{x}) = \delta\rho/\rho_0$. La plupart des calculs relatifs à la formation des galaxies utilisent $\delta(\mathbf{x})$, le champ des fluctuations relatives de densité.

Une difficulté pratique fondamentale provient de ce que les fluctuations se condensent simultanément à toutes les échelles : des étoiles se forment, des galaxies se condensent, ces galaxies se rassemblent en amas et superamas... L'interaction entre ces échelles différentes, sans parler des échelles intermédiaires, rend la situation très complexe.

Les premiers calculs reposent sur une approximation dite linéaire : l'évolution des fluctuations à chaque échelle peut être étudiée indépendamment des autres échelles. Cette approximation se justifie certainement au début de l'évolution cosmique, tant que les fluctuations n'ont pas atteint un niveau relatif trop élevé. Ce niveau correspond à une valeur moyenne limite de δ à propos de laquelle il n'existe pas de consensus parfait. Elle doit être de l'ordre de 1, mais cette limite n'est sans doute pas assez restrictive. Cette incertitude et, de manière plus générale, la difficulté à estimer la pertinence de cette *approximation linéaire** rejaillissent sur notre compréhension de la formation des structures cosmiques.

Il semble à peu près certain que l'approximation linéaire reste applicable à toutes les échelles pendant une *époque dite linéaire* (par opposition à l'*époque non linéaire* qui a suivi jusqu'à aujourd'hui) qui perdura certainement jusqu'à des valeurs du décalage supérieures à 100 ; probablement jusqu'à $z = 10$ et au-delà selon les scénarios.

L'époque linéaire doit elle-même être divisée en étapes pour des raisons qui apparaîtront par la suite. L'étape cruciale est celle de la recombinaison et nous verrons que le développement de ces fluctuations a complètement changé de nature à ce moment.

Nous verrons aussi que le caractère linéaire ou non linéaire dépend de l'échelle spatiale. Selon la plupart des modèles, le développement des fluctuations obéirait à l'approximation linéaire aux plus grandes échelles, mais pas pour les autres.

Amplification linéaire

L'époque linéaire s'étend du début de l'histoire cosmique (depuis l'apparition des premières fluctuations primordiales) jusqu'à, au moins, $z = 100$. La question est de connaître l'augmentation du niveau des fluctuations. Le problème peut être abordé comme la plupart des problèmes en physique : l'apparition de fluctuations primordiales, de niveau moyen nécessairement très faible (δ inférieur à 10^{-5}) constitue les *conditions initiales*. Elles évoluent ensuite sous l'effet des lois physiques, essentiellement la gravitation, jusqu'à un état final. Le problème est de savoir lequel.

Tous les modèles doivent se plier à une contrainte draconienne : aujourd'hui, les fluctuations de densité sont nettement au-delà du domaine linéaire (à l'échelle des galaxies, des amas, δ dépasse très fortement la valeur 1). La phase linéaire a donc dû évoluer jusqu'à sa propre destruction. Autrement dit, pendant la phase linéaire, le contraste δ a augmenté de sa valeur initiale (inférieure à 10^{-5}) jusqu'à atteindre une valeur de l'ordre de 1. Il est remarquable que cette contrainte ne dépende pas de ce qui s'est passé ensuite (phase non linéaire), mais uniquement du déroulement de la phase linéaire, beaucoup plus simple à suivre. Pour une première estimation, la plupart des modèles aujourd'hui proposés supposent la phase non linéaire (beaucoup plus difficile à étudier) suffisamment efficace pour que, à peine amorcée, elle aboutisse à la formation des galaxies. Sans cette supposition, la contrainte deviendrait d'ailleurs encore plus sévère.

Au cours de la phase linéaire, le niveau des fluctuations a donc dû atteindre une valeur proche de 1. La gravitation est le moteur qui permet aux condensations de s'amplifier (à la valeur δ d'augmenter). Il lui faut combattre l'expansion qui, au contraire, dilue de plus en plus la matière ; et vaincre la pression qui s'oppose à toute contraction. L'histoire de la formation des galaxies, c'est en grande partie celle de cette compétition.

5.1.3 Les échelles des fluctuations

Il serait trop simpliste d'étudier l'évolution de la seule valeur moyenne de δ . Il serait évidemment superflu (et impossible) d'étudier l'évolution de $\delta(\mathbf{x})$ en tous les points de l'Univers. Mais il est au moins nécessaire de séparer les échelles. Cette séparation se fait de manière assez simple pendant la phase linéaire, en décomposant le champ

de fluctuations en ses contributions aux différentes échelles, comme on sépare la lumière en composantes spectrales.

L'idée est que, à chaque échelle, se formera finalement un certain type de structure : amas d'étoiles (masse 10^6 fois celle du Soleil), galaxie (10^{11}), amas de galaxies (10^{12}), superamas (10^{14}). Chaque échelle est alors repérée par la valeur de cette masse typique qui reste constante contrairement à la dimension spatiale de la fluctuation qui augmente d'abord en suivant l'expansion, puis décroît sous l'effet de la contraction.

Il est cependant possible également d'associer une dimension spatiale à une fluctuation donnée, en tenant le raisonnement suivant : *si la condensation ne se produisait pas*, la matière contenue dans une fluctuation suivrait simplement l'expansion cosmique : elle resterait associée à un volume comobile constant, donc à une longueur comobile constante (correspondant à une longueur vraie augmentant comme $R(t)$). L'écart à cette approximation, dû à la contraction de la fluctuation, reste faible pendant la phase linéaire. Cela permet d'associer à la fluctuation une *taille comobile* T_{comobile} constante et fictive car estimée sous l'hypothèse qu'elle suivrait rigoureusement l'expansion cosmique.

À la fin de la phase linéaire, la fluctuation s'écarte de plus en plus de la loi d'expansion : le volume qu'elle occupe grandit moins vite que s'il suivait la loi d'expansion cosmique. Il atteint un rayon maximal (*turn-around* en anglais), puis se met à diminuer en amorçant la vraie condensation. De ce fait, la taille vraie d'une condensation de matière aujourd'hui (par exemple quelques dizaines de kpc pour une galaxie) est beaucoup plus petite que la taille de la fluctuation associée (1 Mpc) : cette dernière représente (par définition) le rayon de la sphère qui aurait contenu la matière de la galaxie s'il n'y avait pas eu condensation, correspondant à peu près à la séparation moyenne actuelle entre galaxies.

5.1.4 La statistique des fluctuations

Face à l'impossibilité de décrire *toutes* les caractéristiques du champ de densité, on se tourne vers une description statistique, en termes de probabilités et de grandeurs moyennes : par exemple la probabilité $P[\rho(x_1) \dots, \rho(x_i)]$ que la densité prenne les valeurs $\rho(x_1) \dots, \rho(x_i)$ aux points $x_1 \dots, x_i$. Mais cette description fait encore intervenir trop d'information.

Le spectre des fluctuations

Le champ de densité $\rho(x)$, ou plutôt de ses fluctuations $\delta(x)$, peut être développé en composantes de Fourier spatiales $\delta(k)$, où k est un vecteur d'onde dont le module k repère une échelle $T = 1/k$. Un mode de Fourier $\delta(k)$ est une quantité *complexe* : son intensité caractérise le *niveau* des fluctuations à l'échelle correspondante $T = 1/k$. On définit le *spectre de puissance des fluctuations* comme la quantité $P(k) = \langle [\delta(k)]^2 \rangle$ (notation simplifiée), niveau carré moyen des fluctuations en fonction de l'inverse de leur taille.

Ce spectre de puissance est une grandeur fondamentale. Notons que c'est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation vue au § 1.2.4. Mais il concerne l'ensemble de la matière, lumineuse ou non, baryonique ou non, alors que les fonctions de corrélation mesurées concernent (par exemple) les galaxies lumineuses, sans doute distribuées différemment.

Si la statistique des fluctuations de densité est suffisamment simple (« gaussienne »), le spectre de puissance en fournit toutes les caractéristiques. Il permet par exemple d'estimer la valeur moyenne, et les fluctuations, de la masse dans un volume de taille et de forme fixée, soit $\int_0^\infty P(k) W(k) d^3k$ où la *fonction-fenêtre** $W(k)$ est choisie pour exprimer les caractéristiques du volume étudié.

On s'intéresse aussi souvent aux vitesses engendrées par les fluctuations. Elles peuvent également être développées en modes de Fourier. On les suppose en général sans *vorticité** (approximation supplémentaire) : les modes de Fourier font alors intervenir des vecteurs d'onde parallèles aux vitesses : $\mathbf{V}(\mathbf{k}) = \mathbf{k} V(k) / k$ (les vecteurs sont en caractères gras). On peut de la même manière définir un spectre de puissance du champ de vitesses

$$P_v(k) = \langle V(k)^2 \rangle.$$

Spectre en loi de puissance

Un des buts des calculs de l'instabilité gravitationnelle est de connaître l'évolution de $P(k)$ en fonction du temps. Ce calcul est relativement facile durant la phase linéaire.

La première question s'intéresse à l'allure *initiale* de ce spectre. Elle résulte du processus à l'origine des fluctuations primordiales, malheureusement inconnu. Non déterminée, elle est paramétrée le plus souvent sous la forme simple d'une loi de puissance : $P(k) = A k^{n_{sp}}$, où n_{sp} est l'indice spectral (un spectre différent est décomposé en morceaux de cette forme). Pour des raisons de convergence, les valeurs de n_{sp} ne peuvent être choisies trop grandes ou trop petites. Depuis les années 1970, la valeur $n_{sp} = 1$ (*spectre invariant d'échelle*, également appelé *spectre de Harrison-Zeldovich*) est considérée comme privilégiée d'un point de vue théorique car plus « naturelle ». Elle correspond en effet à une répartition égale entre toutes les échelles de l'énergie potentielle (gravitationnelle) des fluctuations, tout écart privilégiant certaines échelles nécessiterait une explication adéquate. Par la suite, cette valeur fut associée à l'idée d'inflation. Les observations du fond diffus cosmologique ont montré un bon accord du spectre aux grandes échelles avec cette valeur. Il est à noter que la constante A n'est, en général, pas précisée *ab initio*, mais ajustée selon une normalisation *a posteriori*, résultant des observations. Ceci est accompli par l'intermédiaire d'un paramètre supplémentaire σ_8 : le niveau moyen du spectre de puissance dans la distribution des galaxies, à une échelle comobile (supposée linéaire) choisie à $8 h^{-1}$ Mpc. Les observations du fond diffus cosmologique, de la distribution des amas de galaxies, les analyses des effets de lentilles gravitationnelles faibles permettent d'estimer sa valeur, voisine de l'unité.

Comme nous l'avons vu plus haut, la connaissance de $P(k)$ permet de calculer la valeur moyenne de la densité ou de la masse dans une sphère de rayon (comobile) L , et contenant en moyenne une masse M :

$$\frac{\delta M}{M} \propto \frac{\delta \rho}{\rho} \propto L^{-(3+n)/2} \propto M^{-(3+n)/6}.$$

On définit souvent l'indice $\alpha = \frac{3+n}{6}$, qui permet d'écrire

$$\frac{\delta M}{M} \propto \frac{\delta \rho}{\rho} \propto L^{-3\alpha} \propto M^{-\alpha}.$$

Selon cette approche approximative, les fluctuations d'échelles différentes (les différents « modes ») évoluent indépendamment les uns des autres. Ceci reste vrai pour l'ensemble de toutes les fluctuations jusqu'à l'époque non linéaire* (environ $z = 100$). C'est peut-être encore vrai aujourd'hui pour les échelles les plus élevées (au-delà d'environ 8 Mpc) où les fluctuations sont encore dans leur stade de développement linéaire, ce que l'on appellera les *échelles linéaires*.

5.1.5 Lien entre statistiques et objets

Si l'on veut comprendre la formation des galaxies, il faut savoir convertir la distribution de la matière massive prédite par les calculs (et notamment le spectre de puissance), dans la distribution des objets observables (galaxies par exemple). Même si l'on n'est pas capable de suivre le déroulement des processus physiques, un modèle opérationnel doit permettre de relier les deux.

La première étape consiste à spécifier l'échelle caractérisant les objets qui nous intéressent : galaxies, amas... Ensuite, un « lissage » du champ de fluctuations à cette échelle évite d'être perturbé par les fluctuations aux échelles plus petites, supposées sans influence sur la formation des objets considérés. Cette opération de lissage se fait par une convolution, à l'aide de la fonction fenêtre* mentionnée plus haut.

Le champ résultant ne contient donc plus que des fluctuations aux échelles choisies (ou supérieures). Mais il concerne toute la matière, lumineuse ou non, baryonique ou non. En déduire la distribution des objets que l'on peut observer constitue une étape cruciale et délicate du calcul. On prescrira par exemple qu'une galaxie a dû apparaître dans chaque zone où la densité (totale) dépassait un certain niveau relatif. Cette prescription assez arbitraire, éventuellement modifiée, raffinée, semble donner des résultats acceptables. En l'absence (espérée provisoire) d'une meilleure compréhension de la condensation non linéaire, elle constitue une première approche raisonnable. Bien qu'il soit vain d'espérer confirmer ou infirmer définitivement un modèle à partir de considérations qui reposent sur cette procédure (dite de « Press et Schechter »), elle est intensément utilisée malgré ses bases fragiles. Selon cette approche, la distribution des galaxies, par exemple, serait déterminée par la distribution des maxima du champ de densité (totale) dans l'Univers.

Galaxies ou amas, pics (maxima) de densité de la matière massive ne représentent qu'un pourcentage du contenu de l'Univers. Leur distribution diffère de celle de la

masse cachée*, qui domine. Pour des raisons de simplicité, les modèles supposent une relation pas trop complexe entre la valeur du champ de densité de masse (totale) en un point, et la probabilité qu'un objet lumineux (galaxie) y apparaisse. Cette simplification d'une situation mal comprise définit les modèles qualifiés de *biaisés*. Dans leur version la plus simple, ils supposent qu'une galaxie (par exemple) apparaît partout où la [fluctuation de] densité dépasse la valeur moyenne d'un facteur b , appelé le *paramètre de biais*. Des versions plus complexes supposent que b puisse varier avec l'échelle. D'autres font appel à des lois plus compliquées. Différentes observations suggèrent aujourd'hui une valeur de b voisine de l'unité. Tant que l'on oublie la physique, tout est *a priori* permis et l'on ne fait qu'introduire des paramètres supplémentaires pour « sauver les apparences ». Tout ceci, bien entendu, ne fait que souligner l'impuissance actuelle des modèles de formation des galaxies.

Moyennant ces restrictions, différents types d'observations (distributions des galaxies (voir 1.2.3), amas, nuages Lyman-alpha, cisaillement cosmique...) nous fournissent différents morceaux du spectre de puissance $P(k)$, à différentes échelles. Par ailleurs, l'analyse des anisotropies du CMB (§ 4.2.6) nous fournit des renseignements sur ce spectre aux échelles voisines du Gpc. Ces derniers résultats sont particulièrement intéressants car ils concernent directement les fluctuations de matière *massive*, et non pas de telle ou telle composante d'objets lumineux. Ils sont insensibles aux effets de biais et aux hypothèses mentionnées ci-dessus. D'autre part, à l'époque d'émission du CMB, le développement des fluctuations n'a pas dépassé le stade linéaire, pour lequel des calculs fiables sont encore possibles. Cela rend possible une bonne comparaison entre modèles et observations.

5.2 L'AMPLIFICATION DES FLUCTUATIONS

5.2.1 Les étapes de la croissance des fluctuations

Les différents modèles de formation des galaxies correspondent à une trame commune jalonnée des étapes suivantes :

- création de fluctuations initiales ;
- amplification relativiste (avant la recombinaison) ;
- gel ou amortissement ;
- recombinaison ;
- croissance linéaire post-recombinaison ;
- croissance non linéaire ;
- collapse (condensation) des objets.

Les différences essentielles entre les différents scénarios proposés pour la formation des galaxies portent sur les caractéristiques des premières étapes, qui se répercutent sur la suite de l'évolution.

Il est pratique d'aborder le problème par l'étape cruciale de la recombinaison, durant laquelle l'évolution des fluctuations est encore linéaire. Nous étudierons d'abord,

puis nous reviendrons en arrière pour nous interroger sur les fluctuations initiales, et sur leur évolution jusqu'à recombinaison.

La condensation linéaire représente une compétition entre trois effets : la gravitation qui entraîne les fluctuations à se condenser sous leur propre poids ; l'expansion qui tend au contraire à les diluer, et la pression qui s'oppose à la contraction. Rappelons que, dans la période qui suit la recombinaison, le rayonnement est découplé dynamiquement du gaz, ce qui permet d'étudier la dynamique de ce dernier isolément.

La base d'un calcul linéaire réside dans l'approximation fondamentale : $\delta < 1$. Elle permet de traiter les évolutions aux différentes échelles de manières indépendantes (c'est sans doute son côté le plus contestable). En outre, la petitesse du niveau des fluctuations simplifie le calcul et rend tout simplement possible la résolution des équations. Le principe même des scénarios par instabilité gravitationnelle implique un faible niveau initial de δ , qui augmente d'abord de manière linéaire.

5.2.2 Croissance linéaire et masse de Jeans

Il peut paraître étrange d'aborder le problème de la croissance des fluctuations par l'étape intermédiaire qui suit la recombinaison. Mais elle conditionne tous les modèles. Son étude nécessite un calcul hydrodynamique qui met en jeu la gravitation (celle des condensations de gaz, qui s'exerce sur elles-mêmes) et la pression du gaz, le tout entraîné par l'expansion. Les calculs montrent que la gravitation ne peut l'emporter, et la fluctuation se condenser, que si certaines conditions sont remplies. L'expression de ces conditions s'énonce selon ce que l'on appelle *le critère de Jeans*.

Plus la masse d'une fluctuation est élevée, plus l'importance de la gravitation est intense par rapport à celle de la pression. Pour les petites échelles, la pression l'emporte et empêche la condensation des fluctuations. Pour les échelles plus élevées, la gravitation domine au contraire et les fluctuations se condensent. La valeur critique qui sépare les deux domaines se nomme *longueur de Jeans* (ou *masse de Jeans* si l'on préfère repérer les fluctuations par leurs masses). Pour une fluctuation dont l'échelle égale la longueur de Jeans, les effets de pression équilibrent exactement ceux de gravitation.

À la recombinaison, la température du gaz (environ 5 000 K) définit sa pression : la masse de Jeans vaut environ 10^6 masses solaires. La recombinaison marquant le début de la croissance proprement dite des fluctuations de baryons, toutes les fluctuations d'échelle supérieure à cette valeur débutent leur condensation. Les autres conservent leur niveau. L'échelle de Jeans constitue donc une limite inférieure aux échelles des structures qui vont se former par ce mécanisme. Il reste à calculer la vitesse de cette condensation. Les calculs montrent que le taux de croissance est à peu près le même pour toutes les échelles qui dépassent la masse de Jeans.

La condensation des fluctuations

S'il n'y avait pas l'expansion, cette croissance serait très rapide (exponentielle) : les galaxies (et autres structures) se formeraient rapidement. Mais l'expansion réduit

fortement l'efficacité de cette instabilité gravitationnelle : le niveau des fluctuations augmente (au mieux) proportionnellement au facteur d'échelle $R(t) = \frac{R_0}{1+z}$ c'est-à-dire à peu près comme la puissance 2/3 du temps. La recombinaison a eu lieu vers $z_{\text{rec}} = 1100$. À un instant t ultérieur (repéré par un décalage z), le niveau d'une fluctuation est devenu $\delta = \frac{\delta_{\text{rec}}(1+z_{\text{rec}})}{1+z}$, où δ_{rec} représente le niveau qui la caractérisait à la recombinaison. Ce calcul ne reste valable que sous l'hypothèse de l'approximation linéaire, donc jusqu'à l'instant z_{NL} (qui dépend de l'échelle), où la perturbation devient non linéaire.

Appliquée à la période qui s'étend de la recombinaison à l'instant z_{NL} , la formule donne

$$\delta_{\text{NL}} = \frac{\delta_{\text{rec}}(1+z_{\text{rec}})}{1+z_{\text{NL}}}.$$

Puisque $\delta_{\text{NL}} < 1$, et $z_{\text{NL}} > 0$, cela implique immédiatement

$$\delta_{\text{rec}} > (1+z_{\text{rec}})^{-1} > 7 \cdot 10^{-4}.$$

Or, les observations du CMB indiquent un niveau (moyen) des fluctuations bien inférieur à cette valeur au moment de la recombinaison. La résolution de cette contradiction apparente nécessite des calculs plus détaillés, mais aussi des hypothèses supplémentaires.

Par ailleurs, ce n'est que pendant le début de la phase linéaire (selon la valeur de Ω) que les fluctuations se condensent proportionnellement à $R(t)$; environ jusqu'à $z = 2/5 \Omega$ environ. Ensuite, lorsque $z < 2/5 \Omega$, la croissance des fluctuations cesse pratiquement. Ceci ne fait que renforcer la contrainte sur le niveau requis des fluctuations à la recombinaison.

5.2.3 Les fluctuations avant la recombinaison

Compte tenu de nos connaissances, deux possibilités sont envisageables, pour la génération des premières fluctuations (bien avant la recombinaison). La première réponse consiste tout simplement à penser qu'elles ont toujours été là, aussi loin que l'on puisse remonter dans le passé, c'est-à-dire depuis le *temps de Planck* (10^{-43} seconde). Une autre manière de dire que « l'Univers a été créé » avec ces fluctuations déjà « imprimées », qu'elles font partie des « conditions initiales » des modèles de *big bang*. Difficile, en l'état de la physique, de juger du bien-fondé de cette possibilité, de lui attribuer un caractère plus ou moins « naturel », ou « probable ». Seul espoir, la cosmologie quantique nous permettra peut-être d'en dire davantage. Si l'on rejette cette première réponse, cela revient à supposer que l'Univers a été au début extrêmement homogène (puisque dépourvu de telles fluctuations). Sans doute encore moins naturel que la version précédente, mais c'est dans ce cadre que se pose la question de l'origine des fluctuations. On évoque souvent à son propos une *transition de phase** dans l'Univers primordial (10^{-35} seconde après le *big bang*), par l'intermédiaire d'une période d'*inflation* ou de *cordes cosmiques*.

Le principal avantage de l'idée d'inflation cosmologique (§ 4.5.5) réside dans la possibilité d'un mécanisme générateur des fluctuations initiales : l'énorme facteur d'inflation I aurait amené les fluctuations quantiques (microscopiques) d'un champ scalaire jusqu'aux échelles astronomiques. Étant donnée la variété des modèles d'inflation évoqués dans la littérature, on ne peut dire que l'idée permette des prédictions fiables. Mais l'inflation suggère au moins des fluctuations adiabatiques, à la statistique quasi-gaussienne, avec un indice spectral n_{sp} proche de l'unité ; et la présence de fluctuations *tensorielles* (ondes gravitationnelles) à côté des fluctuations *scalaires* (de densité).

Des prédictions auxquelles s'intéressent de très près les observateurs du CMB. Néanmoins, ces possibilités posent d'autres problèmes fondamentaux : le fait que les échelles aujourd'hui astronomiques auraient correspondu, avant l'inflation, à des échelles inférieures à la longueur de Planck ou bien la manière dont les *fluctuations quantiques* seraient devenues *classiques* (problème de la décohérence)...

La plupart des versions de l'inflation suggèrent également que la courbure spatiale de l'Univers ait été également diluée du facteur d'inflation I : le rayon de courbure spatial aurait augmenté de ce même facteur. Tout ceci est en accord avec les récents résultats cosmologiques. Mais tout ceci était aussi attendu, pour des raisons diverses, avant l'idée d'inflation (et la littérature propose aussi des « modèles d'inflation » aux « prédictions » différentes).

Quel que soit le processus envisagé, les fluctuations initiales ont probablement été créées à un instant très voisin du temps de Planck. Rappelons que, dans l'univers primordial, la densité du rayonnement domine largement celle de la matière, d'un facteur supérieur à $z/10\,000$ (z est le décalage). Les fluctuations qui affectent la matière concernent-elles aussi le rayonnement ? Deux types de modèles apportent des réponses opposées à la question.

Selon le premier, les fluctuations du rayonnement s'ajustent de telle manière que la densité totale (matière + rayonnement) reste non perturbée. On peut donc écrire

$$\delta\rho = \delta(\rho_{\text{matière}} + \rho_{\text{rayonnement}}) = 0.$$

Puisque $\rho_{\text{rayonnement}} \gg \rho_{\text{matière}}$, on en déduit immédiatement que $\delta\rho/\rho_0$ est beaucoup plus petit pour le rayonnement que pour la matière : la perturbation relative du rayonnement est presque nulle, d'où le qualificatif (inexact en toute rigueur) d'*isothermes* donné à ces fluctuations. Par ailleurs, la densité totale restant non perturbée, ces fluctuations n'entraînent pas de modification du potentiel gravitationnel, ni par conséquent de la courbure (locale) de l'Univers. Elles sont donc également appelées *isocourbures*. On les nomme encore fluctuations d'entropie (car l'entropie spécifique de l'Univers s'identifie à peu près au rapport des abondances des photons aux baryons). Les fluctuations dues à la présence de cordes cosmiques seraient de cette nature : les concentrations de matière créées par la présence de cordes cosmiques seraient compensées par une absence relative de rayonnement au même endroit.

Au contraire, les fluctuations *adiabatiques* (ou *isentropiques*) ne modifient pas le rapport des densités de matière par rapport au rayonnement, de sorte que

$$\left. \frac{\delta \rho}{\rho} \right|_{\text{matière}} = 3/4 \left. \frac{\delta \rho}{\rho} \right|_{\text{rayonnement}}.$$

Les modèles d'inflation prédisent des fluctuations adiabatiques.

Le spectre initial

En l'absence de processus défini pour la génération des fluctuations initiales, des arguments de simplicité ou de généralité suggèrent que leur statistique pourrait être de type *gaussien*. C'est aussi ce que semblent suggérer les modèles d'inflation. Ceux à base de cordes cosmiques prévoient au contraire une statistique non gaussienne, à base d'objets déjà condensés (précisément les cordes cosmiques). Nous n'entrerons pas davantage dans ces détails. La plupart des modèles actuellement retenus supposent une statistique gaussienne, même si les observateurs tentent de détecter d'éventuels écarts à la gaussiannité (notamment par les observations du CMB).

Le spectre initial est en général supposé suivre une loi de puissance (au moins par morceaux), telle que nous l'avons définie au § 5.1.4. Pour des raisons de simplicité et de généralité, un spectre invariant d'échelle (ce qui correspond à $n_{\text{sp}} = 1$; voir § 5.1.4) est le plus souvent adopté dans les modèles. La génération des fluctuations primordiales par un phénomène lié à une *transition de phase** semble fournir de manière relativement naturelle un spectre approximativement invariant d'échelle.

Enfin, pour pouvoir connaître le sort de ces fluctuations, il reste à préciser quelles composantes de la matière elles concernent. Si l'Univers ne contient que des baryons comme particules massives, la question ne se pose pas. Les premiers scénarios proposés (dans les années 1970) supposaient ainsi toute la matière purement baryonique. Les difficultés de ces modèles ont conduit à envisager l'existence de grandes quantités de particules massives non baryoniques, sans interaction (autre que gravitationnelle) avec le reste de la matière et du rayonnement, ni entre elles. Rappelons aussi que de nombreux résultats d'observation (voir § 3.1.5) suggèrent la présence de quantités importantes de matière non baryonique dans l'Univers. Cela modifie les scénarios de formation des galaxies et conduit à distinguer, comme nous le verrons, des particules *froides*, *tièdes* et *chaudes*.

5.2.4 Amplification relativiste

Une fois les fluctuations créées, on peut calculer leur évolution en fonction de leurs caractéristiques. L'approximation de la gravitation newtonienne ne s'applique pas car la densité est si forte que, même pour des valeurs *relatives* faibles, les fluctuations correspondent à des densités élevées : elles engendrent une forte courbure locale, qui exige un traitement relativiste.

Les calculs relativistes conduisent à introduire une longueur et une masse de Jeans comme précédemment. Il faut cependant prendre en compte la pression du rayonnement, dynamiquement lié à la matière avant la recombinaison. Tant que l'Univers est resté dominé par le rayonnement (donc avant le moment d'équilibre matière-rayonnement),

la longueur de Jeans se calcule en fonction de la vitesse du son du rayonnement, égale à $\frac{c}{\sqrt{3}}$. Cette longueur très élevée, voisine de ct , est sensiblement égale à la taille de l'horizon de l'Univers à chaque instant : elle augmente proportionnellement au temps, donc à $(1+z)^{-2}$ (sa variation n'est donc pas proportionnelle au facteur d'échelle). On en déduit facilement que, pendant cette période qui précède recombinaison et équilibre matière-rayonnement, la masse de Jeans (comme la masse baryonique contenue dans l'horizon) varie comme $(1+z)^{-3}$.

Les fluctuations peuvent se condenser tant que leur échelle (leur masse) reste supérieure à la longueur (la masse) de Jeans M_J . Par exemple, la masse d'une fluctuation de l'échelle d'une galaxie (environ 10^{11} masses solaires) reste supérieure à M_J pendant environ une année après sa création (en effet c'est un an après le *big bang* que la masse contenue dans l'horizon est égale à 10^{11} masses solaires). Elle a donc bénéficié d'une (première) année de l'histoire cosmique pour se condenser, jusqu'à l'instant où elle est « rentrée dans l'horizon ». On voit immédiatement que la condensation d'une fluctuation s'est poursuivie durant une période d'autant plus longue que son échelle est élevée.

Le calcul relativiste indique la vitesse d'une telle condensation : pour une fluctuation adiabatique, le contraste de densité δ augmente à peu près proportionnellement au temps t . L'amplification totale subie par une fluctuation adiabatique de masse donnée avant la recombinaison est donc proportionnelle à la durée pendant laquelle sa taille est restée supérieure à la longueur de Jeans, durée d'autant plus longue que la masse de la fluctuation est élevée. En revanche, le niveau d'une fluctuation isocourbure reste sensiblement constant, de l'origine jusqu'à la recombinaison.

Croissance primordiale du spectre

Puisque l'efficacité de l'amplification diffère selon l'échelle, l'allure du spectre est modifiée. Supposons un spectre initial en loi de puissance $P \propto k^n$, ce qui entraîne une dépendance des fluctuations, en fonction de l'échelle ou de la masse,

$$\left. \frac{\delta M}{M} \right|_{\text{initial}} \propto \frac{\delta \rho}{\rho} \propto L^{(3+n)/2} \propto M^{(1+n/3)/2}.$$

On définit une fonction de transfert $T(L)$ dépendant de l'échelle L , comme le niveau d'amplification subi par la fluctuation d'échelle L . Pour une fluctuation adiabatique, ce niveau est proportionnel à la durée pendant laquelle la fluctuation est restée en dehors de l'horizon : une fluctuation de longueur comobile L est amplifiée d'un facteur proportionnel à L^2 . Autrement dit $T(L) \propto L^2 (\propto M^{2/3})$. Cependant, pour les échelles supérieures à environ 10^{17} masses solaires (la masse de Jeans à l'événement — recombinaison ou équivalence matière-rayonnement — occurring le premier), les fluctuations restent toujours supérieures à l'horizon, et donc à la masse de Jeans. N'étant jamais « rentrées dans l'horizon », elles n'ont pas cessé de se condenser : la fonction de transfert reste identique pour toutes les échelles dépassant cette valeur. On attend donc un changement de pente dans le spectre, à l'échelle correspondante.

Pour les fluctuations de type isocourbures, qui ne subissent pas d'amplification, la fonction de transfert reste, indépendamment de l'échelle, égale à l'unité.

La forme du spectre à la recombinaison s'obtient simplement en multipliant le spectre initial par la fonction de transfert. Si les fluctuations sont adiabatiques, les grandes échelles ont subi une amplification plus efficace et le spectre est relevé (par rapport à sa valeur initiale) pour les grandes échelles. Rappelons que nous n'avons encore jamais parlé de niveau absolu mais uniquement de niveau relatif entre les différentes échelles.

5.2.5 Le spectre à la recombinaison

Le calcul précédent concerne la phase d'amplification primordiale des fluctuations entre l'instant de leur création et le moment où elles rentrent dans l'horizon. Mais, après qu'une fluctuation soit entrée dans l'horizon, tout n'est pas terminé : certaines (par exemple les fluctuations baryoniques isothermes) subsistent sans modifications, gelées jusqu'à la recombinaison ; d'autres subissent un amortissement qui annule partiellement les effets de l'amplification précédente.

Les fluctuations baryoniques isothermes ne subissent pas d'amortissement. En effet, concernant les baryons uniquement, elles sont imprimées (« verrouillées ») sur un fond uniforme de rayonnement, et ne subissent aucune modification jusqu'à la recombinaison. Et le rayonnement, non perturbé, conserve son homogénéité jusqu'à la recombinaison.

Mais les autres types de fluctuations subissent un amortissement. Son rôle est important car c'est lui qui différencie les scénarios de formation des galaxies.

L'amortissement des fluctuations adiabatiques

Les fluctuations baryoniques adiabatiques, rappelons-le, impliquent à peu près également baryons et rayonnement. Une fois entrées dans l'horizon, elles ont cessé de se condenser, et se sont mises à osciller comme des ondes acoustiques, ces oscillations concernant à la fois baryons et photons. Mais la diffusion des photons sur les électrons amortit ces oscillations du fluide composite (gaz plus rayonnement), d'autant plus efficacement que l'échelle est petite. Cet amortissement fait presque totalement disparaître les fluctuations d'échelle inférieures à une limite nommée « *longueur* (ou *masse*) de *Silk* ». Celle-ci dépend des paramètres cosmologiques, mais elle avoisine 10^{14} masses solaires.

L'évolution du spectre

Pour des conditions initiales données, l'histoire des fluctuations peut ainsi être suivie jusqu'à la recombinaison. Les calculs donnent leurs caractéristiques à cet instant, particulièrement importantes pour au moins deux raisons. Tout d'abord, elles se sont imprimées sur le rayonnement diffus (engendré à cette époque) et sont restées préservées jusqu'à aujourd'hui : donc décelables dans les anisotropies angulaires du CMB (voir § 4.2.5). Cela permet en principe de tester les scénarios. Ensuite, la recombinaison joue le rôle d'état initial pour la seconde phase de l'histoire cosmique, dominée par la matière, qui commence alors : les fluctuations

débutent leur condensation (d'abord linéaire) qui aboutira aux galaxies et aux structures cosmiques.

Le spectre de puissance $P(L)$ à la recombinaison est égal au spectre initial multiplié par la fonction de transfert $T(L)$. Si les fluctuations sont baryoniques et adiabatiques, elles subissent en outre l'amortissement décrit plus haut : le spectre est donc coupé (réduit à zéro) pour les échelles plus petites que celle de l'amortissement.

5.2.6 Liens avec le fond diffus cosmologique

Pour des conditions initiales données, les calculs permettent de prédire le spectre à la recombinaison (*Figure 4.5*). C'est lui, plutôt que les conditions initiales, que l'on déduit des observations du fond diffus cosmologique. La précision des observations ne permet pas de privilégier tel ou tel processus de génération des fluctuations initiales.

Les contraintes imposées par les observations du CMB fonctionnent ainsi « à rebours ». Aujourd'hui, le niveau de condensation des objets cosmiques a très largement dépassé le seuil de non-linéarité. Cela implique un niveau minimal de fluctuations à la recombinaison, et donc un niveau minimal d'anisotropies angulaires du CMB, que l'on peut comparer aux observations. Les calculs, complexes, font intervenir de manière assez fine les processus d'interaction entre différentes espèces de matière, gravitation, rayonnement... Ils permettent en principe de prédire la statistique attendue des fluctuations angulaires du CMB, dans le cadre des différents modèles de formation des galaxies (§ 4.2.5).

Le rôle de la matière non baryonique

La confrontation des calculs que nous venons d'évoquer aux observations a permis d'éliminer à peu près totalement les premiers scénarios, purement baryoniques. Il est donc probable que l'essentiel de la masse de l'Univers soit constitué d'autres types de particules, *non baryoniques*. Celles-ci se caractériseraient par leur quasi-absence d'interactions, entre elles, ou avec le rayonnement. Le rôle d'une telle composante est double, du point de vue de la formation des galaxies. D'une part, l'univers serait dense (une fraction importante de la valeur critique; on estime aujourd'hui $\Omega_m \approx 0,3$) sans violer les contraintes de la nucléosynthèse primordiale (voir § 4.4) qui s'appliquent à la seule composante baryonique. D'autre part, la matière non baryonique ne se couple pas directement au rayonnement électromagnétique (c'est pour cette raison qu'elle est invoquée ici). Un niveau important de fluctuations dans la densité de matière non baryonique, à l'instant de la recombinaison, affecte moins le rayonnement que les fluctuations de matière baryonique, permettant une meilleure compatibilité avec le faible niveau observé des fluctuations du CMB.

Ces fluctuations non baryoniques ont engendré autant de fluctuations du potentiel gravitationnel. Ces dernières auraient à leur tour aidé l'amplification des fluctuations baryoniques, jusqu'à la formation d'objets condensés : la condensation des baryons serait globalement plus facile, sans aller à l'encontre des observations du CMB. De nombreux scénarios ont été imaginés, qui impliquent telle ou telle forme de matière non baryonique. On en distingue plusieurs familles différentes.

Certaines des fluctuations de matière non baryonique subissent elles aussi un amortissement, bien que pour des raisons différentes des baryons. L'échelle de coupure est également différente. De fait on classe les types de particules massives susceptibles d'intervenir en trois catégories, précisément selon la valeur de cette échelle de coupure :

- pour les particules *chaudes* (« *Hot Dark Matter* » ou HDM), la masse d'amortissement est du même ordre que pour les baryons : M_{Silk} , de l'ordre de celle des amas ou superamas de galaxies. Qualitativement au moins, les modèles correspondants ressemblent à ceux à base de fluctuations baryoniques adiabatiques. Les fluctuations qui concernent cette matière ont donc disparu aux échelles des galaxies, par exemple. Compte tenu de la présence de ces dernières, la contribution de la HDM à la densité de l'univers est limitée. De ce fait, les modèles purement HDM ont été abandonnés.

L'archétype de la particule HDM est le neutrino. Le raisonnement ci-dessus nous indique que ces particules ne peuvent contribuer de manière trop importante à la densité cosmique. Comme nous connaissons à peu près leur abondance numérique du même ordre que celle des photons du CMB, cette contribution dépend de la valeur de [la somme de] leurs masses au repos m_ν . Il en résulte une limite supérieure à cette valeur, de l'ordre de l'eV, à peu près la même chose que ce que donne la physique des particules. Reste que la contribution des neutrinos, même faible, prend part au phénomène d'instabilité gravitationnelle.

- Une masse de coupure suffisamment petite définit les particules *froides*, « *Cold Dark Matter* » ou CDM. L'amortissement est sans importance aux échelles dépassant 10^6 masses solaires. Les scénarios ressemblent à ceux à base de fluctuations baryoniques isothermes. Les scénarios purement CDM sont restés longtemps très populaires ; ils sont aujourd'hui abandonnés (en partie car ils prédisent trop de structure aux petites échelles par rapport aux grandes) au profit de scénarios plus complexes mêlant différentes composantes.
- Enfin, on définit un cas intermédiaire, où les particules sont tout naturellement baptisées *tièdes* (« *Warm Dark Matter* ») : la masse d'amortissement est de l'ordre de celle des galaxies, de sorte que le spectre est coupé à ces échelles précisément.

5.2.7 Après la recombinaison

La recombinaison des électrons avec les ions rend la matière baryonique neutre : elle n'interagit plus avec le rayonnement. Ainsi débarrassée de lui, elle devient libre de se contracter librement, sous son propre poids dans un univers purement baryonique, ou aidée par des fluctuations de matière non baryonique. Alors débute la phase d'amplification linéaire étudiée au § 5.2.2 : toutes les fluctuations d'échelle supérieure à celle de Jeans (10^6 masses solaires à la recombinaison) s'amplifient. Et elles le font approximativement à la même vitesse, δ augmentant proportionnellement au facteur d'échelle $R(t)$ (la présence de fluctuations non baryoniques augmente l'efficacité du processus).

Le niveau du spectre augmente tout en conservant la même forme qu'à la recombinaison. À quel moment une fluctuation d'échelle donnée atteint-elle le niveau non

linéaire $\delta = 1$? Le calcul est simple : l'amplification varie proportionnellement à $R = \frac{1}{1+z}$. Le spectre augmente donc selon la loi $\delta = \delta_{\text{rec}} \left(\frac{R}{R_{\text{rec}}} \right) = \delta_{\text{rec}} \left(\frac{1+z_{\text{rec}}}{1+z} \right)$.

Ceci reste valable tant que l'amplification reste linéaire, c'est-à-dire tant que le contraste moyen reste inférieur à 1. Il est admis généralement que, même si certaines échelles (les plus faibles dans la plupart des scénarios) ont atteint un stade de contraction non linéaire, les plus grandes continuent à évoluer selon cette loi linéaire.

Les fluctuations de l'échelle des galaxies (ou des amas de galaxies) ont-elles eu le temps, depuis la recombinaison, d'atteindre le niveau non linéaire ? Et à quel moment ? Pour que le modèle soit valable, ceci doit se produire suffisamment tôt (pour une valeur de z suffisamment élevée), puisque l'on observe ces objets jusqu'à des valeurs de z dépassant plusieurs unités.

Non linéaire et dissipation

Ce qui se passe après que la fluctuation soit devenue non linéaire est difficile à retracer précisément. Les calculs d'amplification non linéaire dépassent nos capacités, sauf dans quelques cas idéaux, tel celui de la condensation d'une fluctuation à symétrie sphérique. Des simulations numériques du phénomène de condensation gravitationnelle, de plus en plus perfectionnées, sont nos meilleurs guides pour cette période, mais les résultats bien établis restent rares (voir les compléments en ligne sur dunod.com).

La situation est encore compliquée par le fait que d'autres phénomènes que la gravitation interviennent, au moins à l'échelle des galaxies : la matière se réchauffe en se condensant, et rayonne de l'énergie. Cette perte d'énergie est compensée par une perte d'énergie potentielle gravitationnelle, qui accélère la condensation. Malgré des progrès constants, il reste difficile de tester ces phases de la formation des galaxies.

5.2.8 Doutes et incertitudes

La solution consiste à exploiter au mieux les résultats des calculs linéaires. Il est d'usage, par exemple, de calculer la « fonction de masse » (proportion d'objets condensés en fonction de leur masse) selon des prescriptions du modèle linéaire. Les résultats correspondent assez bien, semble-t-il, à la réalité. Mais peut-on croire que le phénomène complexe et violent de formation des galaxies reste déterminé par la seule évolution linéaire ?

La contrainte la moins contestable exige que les fluctuations d'échelles correspondantes aux objets condensés aient atteint et dépassé le niveau non linéaire. Encore faut-il estimer correctement quand les phénomènes non linéaires commencent à jouer. S'il est d'usage de citer la valeur $\delta = 1$ comme limite, le jeu des plasmas gravitationnels est complexe et il n'est pas prouvé que les phénomènes non linéaires, des interactions entre différentes échelles ne jouent pas un rôle pour des valeurs plus faibles. D'ailleurs, tous ces raisonnements concernent des valeurs moyennes de δ alors que ces valeurs sont distribuées selon des lois plus complexes et mal connues : une certaine méfiance reste de rigueur.

Aux échelles les plus élevées, échelles linéaires, la majorité de nos informations résulte des observations du CMB. Il reste à se convaincre que l'on observe effectivement les traces des fluctuations de densité à la recombinaison. Une réionisation et une recombinaison tardives (voir § 4.2.3) ou, aux plus grandes échelles angulaires, la présence d'ondes gravitationnelles, pourraient perturber nos interprétations.

Aux échelles non linéaires (moins de 8 Mpc environ), nous commençons à mieux connaître les distributions des galaxies et des amas (ainsi que leurs propriétés individuelles). Ici, le problème résulte plutôt des difficultés de l'étude théorique du développement non linéaire, et *a fortiori* dissipatif.

D'autres scénarios?

Il est difficile d'imaginer d'autres types de scénarios. La gravitation semble prépondérante partout où l'on observe dans l'Univers. Et quel autre processus aurait pu agir à de telles échelles? Certains modèles ont suggéré un autre « moteur » pour la formation des structures : l'effet de forces de pressions (du gaz ou de la matière), ou d'une agitation turbulente primordiale.

Un *scénario explosif* supposerait par exemple que, après la recombinaison, des explosions cosmiques aient pu balayer la matière et la pousser à se condenser pour former les structures. Mais il reste à comprendre quelles seraient ces explosions (étoiles géantes, quasars?). Et bien sûr ces modèles doivent eux aussi satisfaire toutes les contraintes citées. La plupart des modèles « alternatifs » ont été démentis par les observations récentes, et aucun autre processus que l'instabilité gravitationnelle ne semble aujourd'hui pouvoir être retenu.

5.2.9 L'apparition des galaxies

Les scénarios ne doivent pas seulement rendre compte de la condensation des fluctuations; ils doivent aussi rendre compte de la formation des galaxies proprement dite. Comment convertir une information sur des fluctuations de densité en une autre concernant des objets cosmiques comme les galaxies? Cette question est l'une des plus difficiles à étudier. La prescription énoncée plus haut (§ 5.1.5), si elle n'est pas fondée sur une étude physique complète, fournit au moins une première correspondance, sans doute trop grossière. L'état présent des modèles ne permet guère de faire mieux.

Protogalaxies et galaxies primordiales

De manière générale, une galaxie se forme par condensation du gaz (qui doit s'accompagner d'un refroidissement pour être suffisamment efficace). Une condensation suffisante entraîne la formation de premières étoiles. Rapidement, les plus massives explosent en supernovae, dont les explosions modifient le milieu, et influent sur la suite des formations d'étoiles d'une manière assez complexe.

Nous ignorons encore quand sont exactement apparues les premières galaxies, et à quoi elles ressemblaient. Pour évoquer l'époque entre la recombinaison et la formation des premières étoiles, les astronomes parlent d'un *âge sombre* de l'Univers, difficilement

accessible aux observations, dont la durée est probablement de quelques centaines de millions d'années.

Une galaxie prend naissance lorsque les premières étoiles s'y allument. Avant que ceci se produise, à quoi ressemble une condensation de masse sur le point de s'effondrer, une protogalaxie ? Un tel objet ne doit pas contenir d'étoiles et reste donc difficile à observer. Pourtant, on observe des galaxies de plus en plus éloignées, et certains nuages déjà observés pourraient être des protogalaxies.

Une galaxie *primordiale*, qui vient de se former, émet beaucoup de rayonnement mais nous ignorons quelle était exactement sa brillance, sa couleur, son domaine spectral préférentiel... Ses caractéristiques diffèrent de celles d'une galaxie actuelle. Elles dépendent de la masse et du type des étoiles formées à ce moment, de la quantité de poussières présentes, de la possibilité de mécanismes d'excitation et de chauffage du gaz... Toujours est-il que ces galaxies très jeunes ont émis de grandes quantités de rayonnements intenses notamment ultraviolets. Arrachant les électrons des atomes, ces rayonnements ont ionisé un environnement de plus en plus étendu, jusqu'à englober la totalité du gaz présent. On se réfère ainsi à la période de *réionisation* de l'univers (après la « désionisation » de la recombinaison). L'absence d'atomes neutres susceptibles d'absorber les photons ultraviolets en s'ionisant rend l'univers soudain transparent à ce type de rayonnement : la fin de l'âge sombre.

L'observation des objets (galaxies naissantes) de cette période intéresse de très près les astronomes. Même s'ils étaient intrinsèquement brillants, la tâche est difficile, ne serait-ce que par la difficulté à les reconnaître. La raie d'émission Lyman-alpha (désexcitation des atomes d'hydrogène) est émise à la longueur d'onde de 121,6 nm, dans l'ultra violet. Mais pour une source très lointaine, le décalage vers le rouge déplace la longueur d'onde d'observation correspondante dans le domaine visible : on peut ainsi espérer détecter de tels objets par leur signature ultraviolette décalée dans le visible, voire dans l'infrarouge proche (notamment dans une « fenêtre d'observation » autour de 920 nm). Des galaxies très jeunes et très reculées dans le temps ont pu ainsi être observées, notamment aux télescopes CFH* et VLT*. Les plus éloignées atteignent des valeurs record du décalage au-dessus de 6.

Nous connaissons mal (mais de mieux en mieux) le rôle des rencontres entre galaxies ou protogalaxies dans le processus de formation. Selon les premiers scénarios élaborés, les fluctuations se sont condensées plus ou moins individuellement. Mais, en vertu des interactions gravitationnelles non linéaires, de la dissipation, les nuages doivent se rencontrer et fusionner, ou au contraire se fragmenter. Nous sommes quasiment incapables de suivre cette physique, ce qui nous rend impuissants à prédire la formation des galaxies. Certaines galaxies observées en infrarouge (en particulier par les satellites IRAS et ISO) montrent une importante activité de formation d'étoiles, sans doute déclenchée par des effets de marée dus à la proximité d'une galaxie voisine. Les rencontres entre galaxies entraînent peut-être des effets encore plus dramatiques, tels que fusion de galaxies, transformation de spirales en lenticulaires ou en elliptiques. Ce genre d'interactions est évidemment attendu principalement dans les régions où les galaxies sont abondantes, comme le centre des amas riches. Des galaxies elliptiques géantes, dites galaxies cD, y ont déjà souvent englouti plusieurs galaxies.

La distribution des galaxies

Le processus responsable de la formation des galaxies doit être également responsable de leur répartition dans l'espace. L'observation de cette dernière constitue donc un test crucial des modèles. Si les idées générales que nous avons présentées sont bonnes, le domaine linéaire (échelles au-delà de 8 Mpc environ) nous renseigne sur les conditions initiales du processus. L'amplification linéaire, seule à avoir opéré à ces échelles, est en effet supposée préserver en grande partie « l'état des lieux ».

Au contraire (sauf preuve du contraire, encore à fournir), l'évolution non linéaire, importante et complexe, n'a pu conserver les propriétés initiales de la distribution. Il est donc vain de chercher à tester directement des caractéristiques initiales ou des prédictions de la théorie linéaire à partir de l'étude des échelles non linéaires. En revanche, ces échelles devraient nous renseigner sur les caractéristiques dynamiques des processus non linéaires, précisément.

La situation la plus favorable se présente sans doute à la limite entre les deux domaines, aux environs de 8 Mpc : la plus petite échelle pour laquelle on peut espérer que les prédictions linéaires soient encore valables ; et la plus grande pour laquelle la statistique est assez bien connue par l'observation. Il semble que le niveau moyen du contraste de densité avoisine précisément l'unité (pour la composante visible de la matière). C'est en général à cette échelle que l'on normalise les calculs. En effet, nous avons jusqu'à présent parlé de spectres (niveaux relatifs) des fluctuations, mais jamais de niveaux absolus, impossibles à prédire aujourd'hui. La comparaison des théories aux observations nécessite donc une échelle de normalisation.

Résultats non linéaires

Dans le domaine non linéaire, les fonctions de corrélation (définies au § 1.2.4) mesurées apparaissent en accord approximatif avec une loi de puissance

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma},$$

où $\gamma = 1,7$ et le *rayon de corrélation* $r_0 \approx 5 - 7 h^{-1}$ Mpc (r est la séparation entre les galaxies). Deux aspects sont intéressants dans cette formule. Tout d'abord le niveau mesuré permet de normaliser le spectre de puissance $P(k)$ (qui est la transformée de Fourier de ξ) aux échelles non linéaires, comme indiqué au § 5.1.4. Ensuite, la forme en loi de puissance de cette fonction peut s'interpréter comme une *loi d'échelle*.

Les fonctions de corrélation d'ordres plus élevés (celles à 3 ou 4 points sont mesurables) semblent s'exprimer de manière simple en fonction de celles à deux points, et obéir à une loi d'échelle similaire. Ces résultats (accompagnés d'autres obtenus à partir d'autres indicateurs statistiques), semblent suggérer des *relations d'échelle* pour la distribution des galaxies. Le consensus n'est pas établi à propos de ces résultats, et le formalisme habituel est mal adapté pour les prendre en compte. Nous comprenons mal comment la dynamique pourrait les expliquer, alors qu'ils constituent peut-être une des clés les plus importantes de l'évolution non linéaire.

Les propriétés à grande échelle sont a priori plus faciles à interpréter, mais moins bien connues. Nous commençons à mieux connaître la distribution des amas de galaxies. Le caractère incomplet des observations de quasars ne permet pas de conclusions

définitives quant à leur répartition. D'ailleurs, on ne connaît pas la nature de ces objets, ni leur place exacte dans le cadre des modèles de formation des galaxies.

Également, la présence de grandes régions vides dans le cosmos est encore mal comprise. Elles correspondent à un niveau relatif de fluctuations de l'ordre de l'unité, alors que leurs grandes échelles (supérieures à la dizaine de Mpc) sont réputées linéaires. Peut-on encore admettre la validité de la distinction linéaire/non linéaire ? Les futures observations de grandes étendues du ciel, avec de bonnes sensibilités (par exemple, du cisaillement cosmique) devraient apporter des réponses à la plupart des questions.

CONCLUSION

Nos modèles cosmologiques actuels, ceux de big bang, fournissent une vision de l'Univers cohérente. Ils reposent sur les principes de base bien établis de notre physique. L'accord avec les observations s'affermi continuellement, jusqu'à atteindre une précision totalement inespérée il y a quelques décennies : chaque nouvelle mise à l'épreuve observationnelle a raffermi notre confiance en eux. Mais de nombreuses questions ouvertes subsistent.

Les observations astronomiques n'ont pas encore permis de cartographier l'Univers aux échelles où il devrait apparaître vraiment homogène : les galaxies se regroupent en amas, rassemblés en superamas. Mais, les plus grandes échelles explorées montrent encore le dessin de structures matérielles aux formes allongées ou aplaties, séparées par de grandes zones vides. Les astrophysiciens ne doutent guère que les conclusions tirées de l'étude des modèles homogènes s'appliquent à l'Univers. Ils aimeraient cependant « voir » directement cette homogénéité se manifester.

Nous n'avons pas encore compris tous les détails du processus d'apparition des structures cosmiques dans l'Univers, supposé au départ très homogène. Comment sont nées les premières fluctuations ? Selon quels mécanismes exactement se sont-elles amplifiées jusqu'à former des structures aussi denses et aussi diverses qu'étoiles et planètes, galaxies, amas et superamas en formes de filaments, feuillets, etc. ? Ces incertitudes ne remettent pas en cause la validité des modèles de big bang, ni même l'idée d'instabilité gravitationnelle, mais elles constituent un point faible de notre vision cosmique.

Sans aucun doute, les problèmes les plus cruciaux de la cosmologie, mais peut-être aussi de l'astrophysique, et même de la physique d'aujourd'hui sont ceux de la masse cachée et de l'énergie exotique (ou constante cosmologique). Quant aux questions concernant les tout débuts de l'histoire cosmique (par exemple la prééminence de la matière sur l'antimatière), elles restent nombreuses. Ces difficultés ne s'opposent pas aux modèles de big bang, mais suggèrent plutôt qu'une partie des lois fondamentales de la physique nous restent encore inconnues.

Indépendamment de la cosmologie, notre physique fondamentale reste insatisfaisante. On sait que, malgré ses excellentes prédictions, la théorie quantique des champs reste impossible à fonder rigoureusement. Physique quantique et relativité générale n'ont pas encore été conciliées. Aussi, c'est sans doute avant tout sur le plan conceptuel qu'il faut travailler. Que sont vraiment la matière, le temps, l'espace ? Pourquoi les constantes de la physique ont-elles les valeurs que nous avons mesurées, et pas d'autres ?

Conclusion

Pourquoi l'espace est-il homogène ? Pourquoi sa courbure est-elle si faible comparativement à nos échelles ? Ces interrogations, à la limite entre physique et épistémologie, se situent hors du cadre des modèles de *big bang*. Sans les remettre aucunement en cause, elles suggèrent de pousser nos réflexions au-delà.

Il reste remarquable et surprenant que les modèles de *big bang*, d'une si grande simplicité, rendent si bien compte — et de mieux en mieux — de toutes les observations auxquelles nous sommes capables de soumettre cet « objet » aussi complexe qu'est l'Univers. Très probablement, aucun astrophysicien ou cosmologue de la génération précédente, n'avait jamais osé rêver la précision avec laquelle les résultats d'observation permettent aujourd'hui de les confirmer, et de mesurer leurs caractéristiques.

L'une des tâches essentielles de la cosmologie du xx^{e} siècle fut de valider les modèles de *big bang*. Il semble que commence aujourd'hui l'ère de la cosmologie de précision.

GLOSSAIRE

Les mots figurant dans ce glossaire sont repérés dans l'ouvrage par un astérisque.

Andromède : nom d'une constellation. C'est aussi le nom de la galaxie spirale la plus proche de la nôtre.

année-lumière : unité de distance, égale à la distance que parcourt la lumière en une année. Elle vaut $9,4605 \cdot 10^{12}$ km.

antiparticule : à chaque type de particule est associée une antiparticule, de même masse, mais dont la charge électrique (et en fait toute espèce de charge quelle qu'elle soit) est opposée. Le comportement d'une antiparticule est exactement analogue à celui d'une particule, ce qui traduit une importante symétrie de la physique. Lorsqu'une particule rencontre une antiparticule symétrique, les deux s'annihilent en donnant des photons (la réaction inverse peut également se produire). Pourtant l'Univers semble rempli de particules, et presque dépourvu d'antiparticules. La raison en est mal comprise et l'on parle alors du problème de l'antimatière.

ascension droite : coordonnée angulaire utilisée pour repérer la position des étoiles dans le ciel, le long de l'équateur.

baryon, baryonique : la matière baryonique est faite de *baryons*, c'est-à-dire de protons et de neutrons, ou de noyaux d'atomes qui en sont eux-mêmes composés. Toute la matière que l'on voit dans l'Univers est baryonique. Il n'est pas exclu que puisse aussi exister de la matière non baryonique, sous une forme inconnue, et invisible.

boson : voir statistique quantique.

Bose-Einstein : voir statistique quantique.

brisure de symétrie : événement lors duquel un système passe d'un état vérifiant une certaine symétrie à un autre qui ne la vérifie pas. D'après les théories de grandes unifications, l'Univers aurait pu subir un tel événement aux conséquences importantes. Selon les variantes du modèle, il y aurait eu apparition d'objets très massifs aux étranges propriétés, monopôles magnétiques ou cordes cosmiques. Selon d'autres versions il y aurait eu une ère d'inflation* cosmique.

CERN : Centre européen de recherches nucléaires.

chromodynamique quantique : théorie des interactions fortes. Les interactions fortes concernent les particules appelées *hadrons* (essentiellement les *nucléons* et les *pions*). Selon la chromodynamique quantique, ces particules sont constituées de particules encore plus élémentaires, *quarks* et *antiquarks*, qui interagissent par l'intermédiaire de particules d'échange appelées gluons.

constante de Hubble : voir paramètre de Hubble.

cordes cosmiques (voir brisure de symétrie) : ce sont des êtres physiques très denses, de forme allongée, qui auraient pu être engendrés très tôt dans l'histoire de l'Univers. Elles seraient sans doute, dans ce cas, à l'origine des premières fluctuations qui, beaucoup plus tard, ont entraîné la formation des galaxies.

corps noir : c'est un objet idéal de la physique supposé en équilibre parfait avec le rayonnement électromagnétique. Les propriétés de ce dernier, en particulier son spectre, alors appelé spectre thermique, sont données par les lois de la statistique quantique* (formule de Bose-Einstein*) et ne dépendent que de la température.

courbure : voir variété.

décalage vers le rouge (*redshift* en anglais) : les fréquences (ou les longueurs d'onde) des galaxies sont observées à des valeurs différentes des valeurs émises. Le décalage correspondant est dû à l'expansion de l'Univers. C'est une grandeur fondamentale en cosmologie qui tout à la fois repère les éloignements des objets astronomiques dans l'espace, et situe les instants dans le passé de l'Univers. Il est relié à l'inverse du facteur d'échelle*.

déclinaison : coordonnée angulaire utilisée pour repérer la position des étoiles dans le ciel, perpendiculairement à l'équateur.

découplage : c'est l'instant, dans l'histoire de l'Univers, où la matière (baryons* et électrons) et le rayonnement électromagnétique ont cessé d'être couplés. Ils ont alors suivi des évolutions indépendantes. Selon la chronologie standard, cet instant se situe un million d'années après le big bang, alors que la température valait environ 5 000 degrés.

deutérium : élément chimique isotope de l'hydrogène : son noyau est composé d'un proton et d'un neutron. Le deutérium cosmique a été fabriqué lors de la nucléosynthèse primordiale*.

échelle des distances : voir indicateurs de distance.

électrofaible : voir interactions faibles.

énergie du vide : selon la théorie quantique des champs*, l'état fondamental d'un système, aussi appelé vide, peut posséder une densité d'énergie tout comme une distribution de particules ou de rayonnement. Il est possible que l'Univers ait été, durant une phase de son développement, dominé énergétiquement par une telle composante. Il en aurait résulté une ère d'inflation*.

équation d'état : équation reliant la pression d'un fluide à sa densité.

équilibre matière-rayonnement : lors de l'évolution cosmique, la densité d'énergie de la matière se dilue moins vite que celle du rayonnement. Aujourd'hui celle de la matière domine. Plus on remonte dans le passé, plus celle du rayonnement est relativement importante. L'équilibre matière-rayonnement est défini comme l'instant où les deux contributions sont identiques.

erg : unité de mesure de l'énergie. Un erg vaut $1 \text{ g} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-2}$, c'est-à-dire 10^{-7} J .

espace-temps : les objets que considère la cosmologie sont situés loin dans l'espace mais aussi à des instants passés. Cela exige de considérer simultanément des intervalles de temps et d'espace. On parle alors d'un cadre plus général, celui de l'espace-temps. La théorie de la relativité générale* implique de considérer des phénomènes dans l'espace-temps plutôt que des points dans l'espace et des instants.

euclidien : l'espace « ordinaire » possède une courbure nulle : ses propriétés sont décrites par la géométrie dite euclidienne. Il est lui-même appelé euclidien.

facteur d'échelle : toutes les dimensions cosmiques augmentent avec le temps cosmique, proportionnellement les unes aux autres, et proportionnellement à une grandeur choisie comme étalon que l'on appelle le facteur d'échelle.

facteur de Boltzmann : voir statistique quantique.

Fermi-Dirac : voir statistique quantique.

fermion : voir statistique quantique.

fluide parfait : il s'agit d'un fluide pour lequel on néglige les effets de la conductivité thermique et de la viscosité.

fonction de corrélation : c'est une fonction qui permet de repérer certaines propriétés statistiques d'un champ ou d'une distribution d'objets. Elle prend des valeurs d'autant plus élevée que la distribution s'éloigne d'une distribution aléatoire, que les objets sont regroupés entre eux.

géodésiques : les géodésiques sont des courbes particulières définies dans une variété*. Les trajectoires des corps en chute libre (par exemple des galaxies dans l'Univers), des rayons lumineux, sont des géodésiques de l'espace-temps.

gluons : voir chromodynamique quantique.

grande unification (théorie de — ; ou TGU) : les TGU sont des théories de jauge* qui prétendent décrire simultanément les interactions électromagnétiques, nucléaires faibles et fortes. Si l'idée semble séduisante, il n'existe pas à l'heure actuelle de version satisfaisante de ces théories.

Groupe local (GL) : c'est le nom donné à un rassemblement de galaxies très proches de la nôtre. Outre celle-ci, il comprend les deux Nuages de Magellan, la galaxie d'Andromède et quelques galaxies naines.

hélium : l'élément chimique le plus léger après l'hydrogène. Son noyau est composé de deux protons et de deux neutrons pour l'hélium 4, l'isotope le plus répandu. Le noyau d'hélium 3 ne comporte qu'un seul neutron. L'hélium présent dans l'Univers a été synthétisé lors de la nucléosynthèse primordiale.

hadrons : ce sont les particules sensibles aux interactions fortes (voir chromodynamique quantique).

indicateur de distance : on ne connaît jamais directement la distance d'une galaxie ou d'un objet astronomique lointain. Pour l'estimer on mesure la valeur d'une grandeur physique, dont on a montré par ailleurs une corrélation avec la distance. Pour des objets de plus en plus lointains, on utilise des indicateurs de distance différents. Leur succession définit ce que l'on appelle l'échelle des distances.

inflation : phase hypothétique de l'histoire de l'Univers lors de laquelle l'expansion cosmique aurait été extrêmement rapide (une exponentielle et non pas une loi de puissance en fonction du temps). Une telle phase aurait pu se dérouler si l'Univers a été, au cours de son histoire, dominé par l'énergie du vide*.

interactions faibles : un des quatre types d'interaction entre particules. Elles sont aujourd'hui comprises comme étant d'une nature semblable aux interactions électromagnétiques puisque toutes sont décrites dans le cadre de la « théorie électrofaible ». Néanmoins, elles ne concernent pas les mêmes particules. Les neutrinos sont sensibles aux interactions faibles.

ionisation : état de la matière où les électrons sont séparés des noyaux. Le degré d'ionisation mesure l'abondance d'électrons libres par rapport à celle des atomes neutres (non ionisés).

Au-delà d'une certaine température la matière est toujours ionisée. L'univers primordial était totalement ionisé pendant le premier million d'années.

Kelvin (degré) ou degré absolu : unité de température absolue. L'intervalle est le même que pour les degrés Celsius mais le zéro de l'échelle Kelvin correspond à -273 degrés Celsius.

leptons : particules de matière qui (contrairement aux hadrons) ne sont pas soumises aux interactions fortes.

non linéaire, linéaire : le mot linéaire, de manière très générale, s'applique à un problème physique où l'une des quantités est tellement petite que l'on peut faire une approximation — dite linéaire — qui permet de résoudre les équations. En cosmologie, cette terminologie s'applique aux problèmes dynamiques de formation des structures cosmiques, condensations locales de matière qui évoluent sous l'influence de la gravitation. Lorsque ces condensations étaient très faibles en valeurs relatives, on pouvait appliquer l'approximation linéaire pour suivre leur évolution. Toutes les fluctuations cosmiques sont ainsi passées par une phase d'évolution linéaire. Aujourd'hui, la plupart des fluctuations (à l'échelle des galaxies ou des amas de galaxies par exemple) ont tellement grandi que l'on ne peut plus leur appliquer cette approximation : elles sont entrées (depuis longtemps) dans la phase non linéaire. Aujourd'hui encore, cependant, certaines fluctuations de très grande échelle sont probablement encore dans un stade d'évolution qui se décrit par l'approximation linéaire. On parle alors pour elles d'échelles linéaires. Appliqué aux échelles spatiales, le mot linéaire (ou non linéaire) qualifie donc les condensations d'extension supérieures (inférieures) à la dizaine de Mpc.

lithium : élément chimique léger — le troisième de la classification — dont le noyau contient trois protons ; il a été synthétisé en grande partie lors de la nucléosynthèse primordiale.

loi de Hubble : voir paramètre de Hubble.

masse cachée : en dehors des objets massifs que nous observons et reconnaissons, plusieurs indices laissent à penser qu'il pourrait également exister de la matière sous une forme invisible. C'est ce que l'on appelle masse cachée, ou masse invisible. Nous ignorons quelle serait sa nature (peut-être non baryonique *) et sa répartition.

métrique : pour définir les propriétés d'une variété *, on utilise un être mathématique appelé métrique (ou tenseur métrique). Cette notion est fondamentale pour calculer trajectoires, distances, durées, etc., en cosmologie.

monopôle magnétique : voir brisure de symétrie.

muon : particule relativement semblable à l'électron mais beaucoup plus lourde (et beaucoup plus rare). Elle définit une des trois familles leptoniques.

nucléosynthèse primordiale : les noyaux des atomes n'ont pas toujours existé. Ceux des éléments lourds ont été fabriqués dans les étoiles, ceux des éléments les plus légers l'ont été lors d'une phase très dense et très chaude de l'évolution cosmique, la nucléosynthèse primordiale. Les prédictions de cette phase constituent un des principaux succès du big bang.

parallaxes : la parallaxe est l'angle sous lequel serait vue l'orbite de la Terre depuis une étoile. C'est une mesure de la distance de l'étoile, d'après laquelle est définie l'unité de distance appelée parsec *. La méthode des parallaxes permet d'estimer les distances des étoiles les plus proches.

paramètre de Hubble : le paramètre (ou constante) de Hubble H_0 définit la vitesse de l'expansion cosmique ; la « vitesse d'expansion » d'un objet situé à une distance D vaut $V = H_0 D$ (loi de Hubble). C'est la dérivée logarithmique du facteur d'échelle *.

parsec : (voir parallaxe) un parsec vaut 3.10^{13} km, soit 3,262 années-lumière *.

pion : particule élémentaire (également appelée méson π) ; de masse 140 MeV.

potentiel chimique : il s'agit d'une grandeur thermodynamique, du même genre que la température. Lorsque plusieurs espèces chimiques (ou de particules) sont en équilibre, il est nécessaire de connaître le potentiel chimique de chacune d'elles, afin de connaître l'état du système. En cosmologie, on suppose, en première approximation, que les potentiels chimiques de toutes les espèces sont nuls, bien que des conséquences intéressantes résultent d'hypothèses différentes.

principe cosmologique : il énonce que l'Univers devrait présenter le même aspect, quel que soit le point d'où on l'observerait. Il entraîne que l'Univers est homogène et isotrope. Toute la cosmologie actuelle repose sur lui.

quarks : voir chromodynamique quantique.

quasar : les quasars sont des astres très lointains (davantage que la majorité des galaxies). Leur nature et leur origine nous restent encore inconnues. Ils sont le siège de phénomènes très énergétiques qui permettent de les apercevoir alors qu'ils sont si éloignés.

recombinaison : c'est le moment, dans l'histoire de l'Univers, où les électrons libres se recombinaient aux protons pour former des atomes d'hydrogène. La matière cesse d'être ionisée et se découple du rayonnement électromagnétique. Cela définit la période du découplage, un million d'années environ après le big bang.

relativiste : la matière est dite relativiste lorsque la vitesse d'agitation thermique avoisine celle de la lumière. La température est tellement élevée que l'énergie cinétique est voisine ou supérieure à l'énergie de masse.

relativité générale (rg) : théorie de la gravitation, énoncée par Einstein en 1917. Elle a pris le relais de la théorie de Newton. Elle est à la base de la cosmologie de notre époque.

statistique quantique : les particules obéissent toutes à la statistique quantique. Selon que les particules sont des fermions (à spin demi-entier) ou des bosons (à spin entier), cette statistique se décrit par la formule de Fermi-Dirac ou de Bose-Einstein. La répartition dépend de la température et du potentiel chimique, ainsi que des caractéristiques (essentiellement les états de spin possibles du type de particule en question).

Superamas local : concentration gigantesque de matière qui englobe notre galaxie, celles du Groupe local et de nombreuses autres, ainsi que plusieurs amas dont celui de Virgo. C'est une des plus grands objets répertoriés dans l'Univers et sa dimension avoisine 20 Mpc.

tau : c'est la particule représentative de la troisième famille leptonique.

temps de regard en arrière : lorsque nous observons une galaxie (ou un objet astronomique) le rayonnement reçu a été émis il y a très longtemps. Le temps de regard en arrière est égal au temps qu'a mis ce rayonnement, depuis son émission, pour parvenir jusqu'à nous.

tenseur : généralisation à un nombre de dimensions quelconque du vecteur tridimensionnel.

théorie de jauge : une catégorie particulière de théorie quantique des champs*, basée sur des principes de symétrie. Chromodynamique quantique*, théorie électrofaible*, théorie de grande unification* en sont des exemples.

théorie quantique des champs : c'est le cadre général dans lequel on décrit les particules élémentaires et leurs interactions, en accord avec la théorie de la relativité restreinte.

transition quark-hadron : l'univers primordial était probablement rempli de quarks*. Lors de la transition quark-hadron, ils se sont regroupés en hadrons, essentiellement protons et neutrons.

variance cosmique : c'est une incertitude statistique inhérente à l'observation de l'Univers aux grandes échelles. Elle provient du fait qu'en cosmologie on ne dispose que d'un seul échantillon, l'Univers.

variété : c'est le nom mathématique donné à la notion d'espace généralisé. L'espace, et l'espace-temps sont des variétés. Les surfaces sont aussi des variétés. Les variétés les plus simples correspondent à l'espace tel que nous le considérons habituellement mais il en existe de beaucoup plus complexes. Les variétés riemanniennes jouent un rôle très important en relativité générale et en cosmologie. Entre autres propriétés, la courbure joue un rôle très important. Selon la relativité générale, l'espace, ou l'espace-temps peuvent posséder une courbure de même nature que la courbure d'une surface. La notion de courbure est fondamentale en géométrie relativiste et en cosmologie.

Voie lactée : c'est le nom donné à notre galaxie, telle que nous apparaît son disque dans le ciel, vu de l'intérieur. Sa luminosité est due à la superposition des éclats de millions d'étoiles.

Vierge, Virgo : nom d'une constellation. C'est aussi le nom de l'amas de galaxies le plus proche de nous, qui nous apparaît dans cette constellation.

BIBLIOGRAPHIE

Ouvrages techniques

- HAKIM R. – *La Science et l'Univers*, Syros/Alternatives, Paris, 1992.
- LACHIÈZE-REY M. et GUNZIG E. – *Le Rayonnement Cosmologique*, 2^e éd. Masson, Paris, 1996.
- LÉNA P. – *Méthodes physiques de l'observation*, Interéditions/Éditions du CNRS, Paris, 1986.
- MAVRIDÈS S. – *L'Univers relativiste*, Masson, Paris, 1979.
- MISNER C., THORNE K.S. and WHEELER J.A. – *Gravitation*, Freeman, 1973.
- PADMANABHAN T. – *Structure formation in the universe*, Cambridge University Press, 1993.
- PADMANABHAN T. – *Cosmology and astrophysics through problems*, Cambridge University Press, 1996.
- PEEBLES J. – *The large structure of the universe*, Princeton University Press, 1980.
- PEEBLES J. – *Physical cosmology*, Princeton University Press, 1971.
- ROVELLI C. – *Quantum Gravity*, Cambridge University Press, 2005.
- WEINBERG S. – *Gravitation and cosmology*, John Wiley and Sons, New York, 1980.
- ZEL'DOVICH Y.B. et NOVIKOV I.D. – *Relativistic Astrophysics*, The University of Chicago Press, 1983.

Autres ouvrages

- L'Espace et le Temps aujourd'hui*, ouvrage collectif, Seuil, Paris, 1983.
- DEMARET J. – *Univers*, Le Mail, 1991.
- HAWKING S. – *Une brève histoire du temps*, Flammarion, Paris, 1989.
- HAWKING S. et PENROSE R. – *La Nature de l'espace et du temps*, Gallimard, Paris, 1997.
- KLEIN E. et LACHIÈZE-REY M. – *La Quête de l'unité*, Albin Michel, Paris, 1996.
- LACHIÈZE-REY M. – *Connaissance du Cosmos*, Albin Michel, Paris, 1987.
- LACHIÈZE-REY M. – *Au-delà de l'Espace et du Temps*, Le Pommier, Paris, 2003.
- LACHIÈZE-REY M. – *Les Avatars du vide*, Le Pommier, Paris, 2005.
- LUMINET J.-P. – *L'Univers chiffonné*, Le Temps des Sciences, Fayard, 2001.
- LUMINET J.-P. et LACHIÈZE-REY M. – *De l'Infini*, Dunod, Paris, 2005.
- MAZURE A., MATHEZ G. ET MELLIER Y. – *Chronique de l'espace-temps*, 2^e éd., Masson, Paris, 1994.
- NOTTALE L. – *L'Univers et la Lumière*, Flammarion, Paris, 1994.
- WEINBERG S. – *Les Trois Premières Minutes de l'Univers*, Seuil, Paris, 1978.

Bibliographie

Ouvrages historiques

- BRISSON L. et MEYERSTEIN F.W. – *Inventer l'Univers*, Les Belles Lettres, Paris, 1991.
- DEMARET J. et LAMBERT D. – *Le Principe anthropique*, Armand Colin, Paris, 1994.
- GRIBBIN J. – *À la poursuite du big bang*, Éditions du Rocher, Paris, 1991.
- HARRISON J. – *Le noir de la nuit*, Seuil, Paris, 1990.
- KOYRÉ A. – *Du monde clos à l'univers infini*, Gallimard, Paris, 1973.
- LUMINET J.-P. et LACHIÈZE-REY M. – *Figures du ciel*, Seuil/BNF, Paris, 1998.
- LUMINET J.-P., FRIEDMANN A. et LEMAÎTRE G. – *Essais de cosmologie, l'invention du big bang*, Le Seuil/Points Sciences, Paris, 2004.

Sites Web

Cosmologie à Saclay

<http://dphs10.saclay.cea.fr/Phys/Sap/Activites/Science/Cosmologie/index.html>

Cosmologie au DARC (Observatoire de Meudon)

<http://darc.obspm.fr/op/cosmologie.html>

Cosmologie à l'IAP

<http://www.iap.fr/Documentations/Cosmologie/PLS.html>

Topologie cosmique à l'IAP

<http://www.iap.fr/Documentations/Cosmologie/topo.html>

Optique gravitationnelle et cosmologie

http://www-opt.enst-bretagne.fr/~quemener/astro/optique_grav.html

Neutrinos et cosmologie (au LAPP)

<http://lapphp0.in2p3.fr/neutrinos/neut.html>

Matière noire (à l'IN2P3)

<http://cdfas1.in2p3.fr/Experiences/AGAPE/MN/MNIntro.html>

Un séminaire sur la matière noire

http://www.unil.ch/sc/pages/bazar/articles/phys/matnoire/0_matnoire.htm

De la cosmologie dans la page de J.-P. Luminet

<http://darc.obspm.fr/~luminet/>

Projets

MACHOs

[href="http://www.macho.anu.edu.au/](http://www.macho.anu.edu.au/)

EROS

<http://www.lal.in2p3.fr/recherche/eros/>

AGAPE

<http://cdfinfo.in2p3.fr/Experiences/AGAPE/>

MOA (New Zealand)

<http://www.phys.vuw.ac.nz/dept/projects/moa/index.html>

OGLE

<http://www.astrouw.edu.pl/~ftp/ogle/>

Une page à propos de la constante de Hubble

<http://www.hubbleconstant.com/>

Site de la NASA

<http://www.hubbleconstant.com/>

- « *Grand Challenge* », consortium de cosmologie
http://zeus.ncsa.uiuc.edu:8080/GC3_Home_Page.html
- Débats en cosmologie*
http://antwarp.gsfc.nasa.gov/diamond_jubilee/debate.html
- Frontières en cosmologie (au NCSA)*
<http://www.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Cosmos/FrontCosmol.html>
- Hot big bang model (à Cambridge)*
http://www.damtp.cam.ac.uk/user/gr/public/bb_home.html
- Some issues in cosmology*
<http://csep10.phys.utk.edu/astr162/lect/cosmology/issues.html>
- The MAP page of cosmology*
http://map.gsfc.nasa.gov/html/web_site.html
- Cosmological principles by J.Silk at Berkeley*
<http://cfpa.berkeley.edu/darkmat/cosprinc.html>
- Dark matter at Berkeley*
<http://cfpa.berkeley.edu/darkmat/dm.html>
- The Hubble heritage project*
<http://heritage.stsci.edu/public/commonpages/subjectindex.html>
- Hubble biography*
<http://www-groups.dcs.st-and.ac.uk/~history/Mathematicians/Hubble.html>
- « *Cosmos in a computer* » (films d'intérêt cosmologique)
<http://www.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Cosmos/CosmosCompHome.html>
- A brief history of cosmology*
<http://www-groups.dcs.st-and.ac.uk/~history/HistTopics/Cosmology.html>
- Simple facts about galaxies*
<http://amazing-space.stsci.edu/galaxies-galore/teacher/scientificbackground.html>
- Early Universe Expansion*
<http://zeus.ncsa.uiuc.edu:8080/Summers/expand.html>
- « *pre big bang* » (par M. Gasperini)
<http://www.to.infn.it/~gasperin/>

INDEX

A

ABELL, Georges 11
âge sombre 135
amas 11, 24, 60, 89, 92, 94, 95, 120, 123, 125, 133, 137, 139
 de galaxies 58, 59
 de la Vierge 11
ANDROMÈDE 7, 10, 18, 19
année-lumière 6
antiparticules 98, 103
ARISTOTE 4
aristotélicien 5
ascension droite 10

B

baryonique 7, 53, 59, 88, 90, 123, 124, 129, 132
baryons 80, 91, 98
biais 2, 14, 15, 125
BOSE-EINSTEIN 101
boson 100
BRAHÉ, Tycho 4
brisure de symétrie 112

C

causalité 47
céphéide 16, 18
CERN 98
CFH 136
chromodynamique quantique 101
CMB 119
constante cosmologique 53, 63, 65, 67, 68, 70, 72
COPERNIC, Nicolas 5
corps noir 83
corrélation 13
cosmogonie 1
cosmographie 1
cosmologique 90
courbes de rotation 57

D

décalage vers le rouge 16
déclinaison 10
découplage 81
deutérium 102
distance-diamètre angulaire 19
distance-luminosité 19

E

échelle
 des distances 16
 non linéaire 13
électrofaible 108
électron-volt 83
elliptiques, galaxies 9
énergie du vide 55
époque non linéaire 124
équation d'état 52, 53
équivalence matière-rayonnement 64
espace-temps 27

F

facteur
 d'échelle 38
 de Boltzmann 99, 100, 101
Fermi-Dirac 99, 101, 103
fermion 100
fluide parfait 52
fonction fenêtre 123, 124
FRIEDMANN, Alexandre 23

G

galaxies elliptiques 9
GALILEI, Galileo 4
gluons 98
Grand Mur 11
Groupe local 10

H

hadrons 98

Index

hélium 8, 82, 96, 98, 102

HERZSPRUNG, Einar 18

homogénéité 5

horizon 47, 49

HUBBLE, Edwin 7, 8, 18, 19, 21, 23

I

indicateur 16

inflation 38, 55, 70, 111, 123

interactions

faibles 98, 104, 108

fortes 108

ionisation 82

ionisée 81

isotropie 5

K

KANT, Emmanuel 7, 18

KEPLER, Jean 4

L

LEAVITT, Henrietta 18

LEMAÎTRE, Georges 23

leptons 98

lithium 102

M

masse cachée 9, 114, 125

matière «froide» ou «non relativiste» 53

MESSIER, Charles 7

métrique 29

monopôles magnétiques 110

muons 98, 99

N

nébuleuses spirales 7

neutrinos 54, 59, 80, 98, 102, 107, 133

NEWTON, Isaac 4, 5

noyaux actifs de galaxie 6

nucléosynthèse primordiale 96

P

parallaxe 16

paramètre de courbure 31

parsec 6, 18

pions 98, 101

PLATON 4

potentiel chimique 100

principe cosmologique 3, 5, 120

parfait 4

protogalaxies 10

Q

quarks 101

quasars 6, 14

R

réionisation 93, 135, 136

relativité générale 28

S

SLIPHER, Vesto 7, 23

spirale 8

stade linéaire 12

superamas local 11

supernovae 20, 47, 66, 69, 135

T

tau 98

temps

de Planck 75

de regard en arrière 28

tenseur 51

TGU 112

théorie

de grande unification 108

quantique des champs 112

transition

de phase 129

quarks-hadrons 101

V

variété 29

VLT 136

Voie lactée 6, 7, 19

vorticité 123

Marc Lachièze-Rey

Initiation à la cosmologie

Cet ouvrage s'adresse aux étudiants en **Licence ou Master de Physique**, ainsi qu'aux candidats au **CAPES de Sciences physiques**.

À la croisée de l'astrophysique et de la physique des particules, la cosmologie offre une connaissance de plus en plus riche de l'Univers et de son origine.

Ce cours est volontairement synthétique. À partir de quelques principes de base, il élabore des raisonnements physiques et mathématiques, simples mais rigoureux, qui permettent d'élaborer des modèles d'Univers (infini, fini, courbe...).

Cette cinquième édition est une actualisation globale de l'ouvrage, rendue nécessaire car la cosmologie est un domaine où les découvertes et les interprétations sur les processus d'organisation de l'Univers foisonnent. Un nouveau chapitre sur la **cosmologie quantique** a également été ajouté.

5^e édition

Marc Lachièze-Rey

est directeur de recherche au CNRS, laboratoire Astroparticules et Cosmologie (université Paris-Diderot).

Cet ouvrage a été traduit en :



9 782100 592395

6997472

ISBN 978-2-10-059239-5




DUNOD
 dunod.com