

Etude de l'énergie noire avec les forêts Ly α d'eBOSS

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation,
Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS) (Sigle)
Spécialité de doctorat : astroparticules et cosmologie

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 31 septembre 2020, par

Thomas Etourneau

Composition du Jury :

Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Président
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Rapporteur
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Rapporteur
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Examinateur
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Directeur de thèse
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Co-directeur de thèse
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Invité
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Invité

Dedication

Remerciements

merci

Table des matières

1	Introduction à la cosmologie	3
1	Qu'est-ce que la cosmologie ?	4
2	Le modèle Λ CDM	7
3	La fonction de corrélation de la matière	17
4	Les oscillations acoustiques de baryon	22
5	Traceurs de la matière	26
2	Le relevé eBOSS de SDSS	37
1	Le Sloan Digital Sky Survey	38
2	eBOSS	40
3	DESI	49
3	Set-up expérimental	51
4	Chap4	53
5	Chap5	55
6	Conclusion	57
A	Protocole d'expérience	59
B	Second Appendix	61

1

Introduction à la cosmologie

Sommaire

1	Qu'est-ce que la cosmologie ?	4
2	Le modèle ΛCDM	7
2.1	Description du modèle	9
3	La fonction de corrélation de la matière	17
3.1	Une analogie avec le son	17
3.2	Le spectre de puissance	19
3.3	La fonction de corrélation	21
4	Les oscillations acoustiques de baryon	22
4.1	La genèse	22
4.2	Mesurer l'échelle BAO	24
4.3	Contraintes cosmologiques	25
5	Traceurs de la matière	26
5.1	Traceur et biais	26
5.2	Distorsions dans l'espace des redshifts	27
5.3	Les quasars	29
5.4	La forêt Ly α	32
5.5	Les contaminants	35



FIGURE 1.1 – Gauche : illustration artistique de la cosmologie hindoue. Droite : couverture du livre de la Genèse, Bible de Saint-Paul-hors-des-Murs, vers 870.

Ce premier chapitre a pour but de présenter la cosmologie moderne et d'expliquer brièvement sa construction au fil du dernier siècle. L'idée est de donner une vue d'ensemble du paradigme actuel, tout en détaillant davantage les points clés nécessaires à ce manuscrit. Pour une étude approfondie de la cosmologie moderne, nous référons le lecteur aux ouvrages suivants : [1], [2].

1 Qu'est-ce que la cosmologie ?

Le terme cosmogonie (du grec *cosmo-* : monde ; *gon-* : engendrer) désigne une conception et tentative d'explication de la naissance du monde, et parfois de l'Homme. Il existe une grand nombre de cosmogonies, très souvent d'origines religieuses. Nous pouvons citer par exemple la cosmogonie hindoue, dans laquelle le monde est vu comme un cycle : le dieu Brahma crée le monde lorsqu'il se réveille, et le détruit lorsqu'il s'endort. Notre univers correspond ainsi à une journée de Brahma, débutant lorsque Brahma ouvre les yeux et prenant fin lorsqu'il les referme. Le monde suit ainsi une suite de créations et de destructions. Nous pouvons aussi citer la cosmogonie abrahamique, décrite dans la Genèse. Cette cosmogonie est commune au judaïsme, au christianisme, et à l'islam. Dans cette cosmogonie, le dieu créateur, intemporel, conçut le monde en 7 jours. Il commença par créer la lumière le premier jour. Il termina par créer l'Homme à son image le sixième jour, puis se reposa le dernier jour.

Nous pourrions passer la totalité de ce manuscrit à décrire diverses cosmogonies. Mais celle qui nous intéresse et que nous allons détailler ici est la cosmogonie scientifique : la *cosmologie*. La cosmologie est donc l'étude de l'univers, son origine, ses constituants et son devenir, dans le cadre de la méthode scientifique. Même si aujourd'hui la cosmologie fait consensus au sein des scientifiques en ce qui concerne la compréhension de l'univers, cela n'a pas toujours été le cas. Pendant longtemps les croyances religieuses ont dominé, allant jusqu'à limiter voire interdire les avancées scientifiques. Il faut attendre le XVI^e siècle pour que Copernic propose le modèle héliocentrique, soit presque 2000 ans après le modèle géocentrique d'Aristote, soutenu par l'église et les savants jusqu'alors. Par la suite, les observations de Galilée, les travaux de Kepler ainsi que l'émancipation des dogmes religieux ont permis au modèle héliocentrique, fondé sur les lois de Kepler, de s'imposer. Cela a aussi permis à Newton

1. QU'EST-CE QUE LA COSMOLOGIE ?

de proposer sa théorie de la gravitation peu de temps après. Cette période marque la naissance de la physique et de la cosmologie.

Jusqu'au XIX^e siècle, le modèle héliocentrique décrivant l'univers comme se limitant à notre système solaire fait consensus. Puis émerge l'idée que les étoiles sont d'autres systèmes solaires, notamment grâce aux premières mesures de distance d'étoiles proches¹. L'idée de galaxie, un système rassemblant une multitude de systèmes solaires, fait aussi son apparition, nous conduisant vers un paradigme de moins en moins anthropocentrique.

La cosmologie moderne naît réellement au début du XX^e siècle. En 1915, Einstein propose sa théorie de la gravitation : la *relativité générale*. Elle offre une vision radicalement différente de la théorie bien établie de Newton. La gravitation n'est plus vue comme une force instantanée entre les corps massifs mais comme une déformation de l'espace temps se propageant à la vitesse de la lumière. La théorie d'Einstein prédit correctement l'avance du périhélie de Mercure, dont la valeur était jusque là incomprise. Puis en 1919 lors d'une éclipse de Soleil, la déviation de la lumière par un corps massif, prédiction directe de la relativité générale et non présente dans la théorie de Newton, est observée. Non seulement la déviation de la lumière est observée pour la première fois, mais l'angle de déviation observé correspond à celui prévu par la théorie. Ceci assoit au sein de la communauté scientifique la théorie d'Einstein en tant que nouvelle théorie de la gravitation.

Par ailleurs, la cosmologie observationnelle connaît des avancées remarquables, notamment grâce à Edwin Hubble qui observe le décalage vers le rouge² du spectre d'objets lointains, dû à leur vitesse d'éloignement. Il comprend aussi que les objets étendus, jusque là interprétés comme des nuages de poussière et de gaz et appelés nébuleuses, sont d'autres galaxies semblables à la nôtre. Parallèlement, Alexandre Friedmann résout en 1922 les équations d'Einstein de la relativité générale pour un univers homogène et isotrope et trouve une solution d'univers en expansion, qui contraste avec l'idée d'un univers statique et éternel jusque là ancrée dans les esprits. Enfin, Georges Lemaître effectue le lien entre tous ces éléments. En 1927, il publie un papier explicatif que l'éloignement des galaxies et le décalage vers le rouge de leur spectre pouvait être expliqué par une théorie d'univers en expansion, et donne la première estimation de la constante de Hubble³. En 1929, Edwin Hubble publie son célèbre papier, exposant la loi de Hubble et favorisant très fortement le modèle d'univers en expansion.

Nous pouvons noter ici que peu de temps après avoir publié sa théorie, Einstein ajoute dans ses équations une constante ad hoc, dite *constante cosmologique*, et noté Λ . Cette constante est rajoutée afin de rendre les solutions à ses équations capables de décrire un univers statique (idée dominante de l'époque). Puis, suite à la publication de Hubble, Einstein retire la constante cosmologique de ses équations et la qualifie de "plus grande bêtise de sa vie". L'ironie fait qu'en 1998, la constante cosmologique est réintroduite dans les modèles afin d'expliquer l'observation de l'accélération de l'expansion de l'univers. Les mesures les plus récentes estiment que la densité d'énergie correspondant à cette constante cosmologique représente environ 70 % de l'énergie totale de notre univers aujourd'hui. Cependant, il existe des modèles plus complexes qui rendent compte de l'accélération de l'expansion

1. Par exemple la mesure de la distance de 61 Cygni par Bessel en 1838.

2. voir explication du redshift section 2.1, paragraphe *Le redshift*.

3. Constante reliant proportionnellement la vitesse d'éloignement des galaxies à leur distance, voir section 2.1, paragraphe *Les équations de Friedmann-Lemaître*.

de l'univers. Le terme *énergie noire* est un terme générique employé pour désigner l'entité responsable de cette accélération, la constante cosmologique Λ incluse.

Ces quinze années très fertiles pour la cosmologie ont popularisé l'idée d'un univers en expansion. Si certains s'y opposent et défendent un univers statique, d'autres s'y intéressent et étudient en détail les conséquences de ces modèles théoriques. Si l'univers est en expansion, c'est qu'il a été dans le passé plus petit qu'il ne l'est aujourd'hui. L'étude des solutions aux équations d'Einstein montre que l'expansion dilue la matière dans l'univers, et conduit à son refroidissement. L'univers était donc plus chaud et plus dense dans le passé. Si l'on remonte suffisamment dans l'histoire de l'univers, celui-ci devient de plus en plus petit, jusqu'à n'être à l'origine qu'un point infiniment chaud et dense. Ceci conduit à nommer ces classes de modèles *hot big bang models*, ou modèles de big bang chaud en français. Il est à noter que cet *instant zéro* est une extrapolation des modèles et reste hypothétique : au-delà d'une certaine température et densité, les effets quantiques ne peuvent plus être négligés, rendant alors impossible l'utilisation de la relativité générale. Cet instant est appelé mur de Planck. Afin de comprendre ce qu'il se passe entre le mur de Planck et l'instant zéro, une théorie traitant à la fois la gravitation et l'aspect quantique de la matière est nécessaire. C'est un domaine de recherche très dynamique aujourd'hui, dans lequel un grand nombre de théories de gravité quantique sont étudiées.

Suite notamment aux publications de Friedmann, Lemaître et Hubble, les défenseurs des modèles de big bang ont commencé à chercher des observables capables de prouver ces modèles. En 1948, George Gamow, Ralph Alpher et Robert Herman, reprenant les travaux de Georges Lemaître, prédisent l'existence du *fond diffus cosmologique* (CMB : Cosmic Microwave Background). Ce rayonnement fossile, si les modèles de big bang sont vérifiés, aurait été émis lorsque l'univers était encore dense et chaud. Il repose sur l'idée que, du fait de la température initialement très élevée, les particules possèdent trop d'énergie pour s'assembler et former les premières briques élémentaires. L'univers n'est alors qu'une soupe où toutes les particules s'entrechoquent constamment. Lorsque l'univers s'expand, la température baisse et l'énergie des particules aussi, autorisant ainsi la formation des premiers noyaux d'atomes. Mais la température et la densité sont toujours trop importantes pour laisser les premiers atomes se former : l'univers est alors un bain de noyaux, principalement d'hydrogène et d'hélium, d'électrons et de photons. Les photons sont diffusés constamment sur les électrons libres, rendant le plasma de l'univers primordial opaque. Puis, lorsque l'univers devient suffisamment froid, les électrons ne disposant plus de suffisamment d'énergie sont capturés par les noyaux, formant les premiers atomes de l'univers. *Cet instant est appelé la recombinaison. Les atomes ainsi formés, neutres, ne diffusent pas les photons.* Ces derniers peuvent alors se propager librement, et l'univers devient transparent. Ce sont ces premiers photons, émis environ 380 000 ans après le big bang, qui forment le fond diffus cosmologique et que nous pouvons mesurer aujourd'hui. Les principales étapes sont résumées sur la figure 1.2, dont notamment la formation des premiers noyaux vers 0,01 seconde, puis le CMB vers 380 000 ans. Après l'apparition des premières étoiles, le rayonnement émis par celles-ci commence progressivement à réioniser l'hydrogène, qui était devenu neutre au moment de l'émission du CMB. Les dernières analyses estiment le redshift de la réionisation à $5 < z_{réionisation} < 9$ (#prov citer Planck et ?) En 1965, 17 ans après sa prédiction, le CMB est détecté par Penzias et Wilson, établissant ainsi le consensus sur les modèles de big bang. A partir de ce moment-là, un certain nombre d'observations

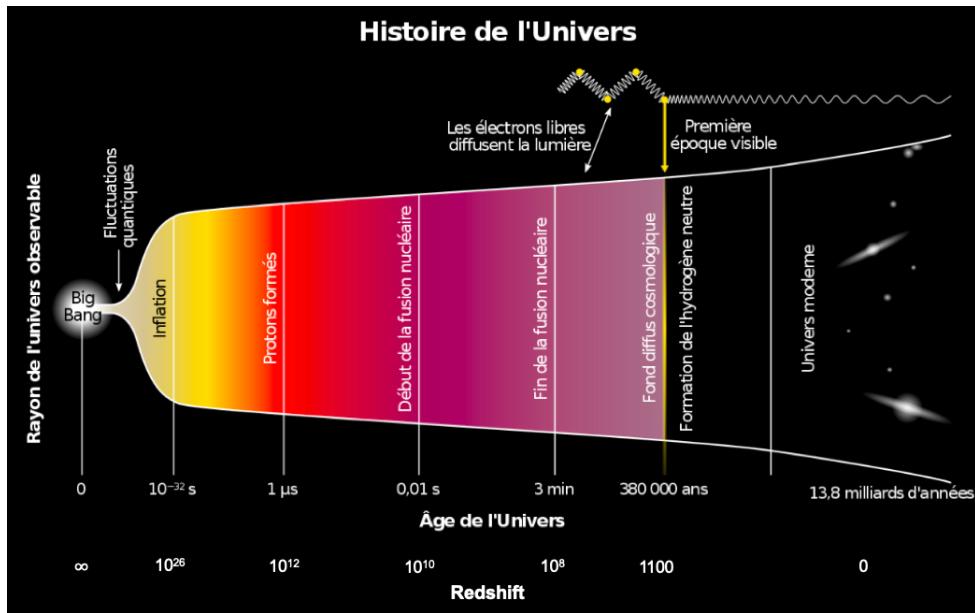


FIGURE 1.2 – Illustration de l'histoire de l'univers depuis ses origines jusqu'à aujourd'hui. Les principales étapes sont représentées : la formation des premiers protons et neutrons, puis des premiers noyaux, et enfin l'émission du CMB.

ont été menées par les cosmologistes afin de contraindre et distinguer les différents modèles de big bang.

2 Le modèle Λ CDM

Le modèle Λ CDM est aujourd'hui le modèle cosmologique qui fait consensus dans la communauté scientifique. Il est souvent désigné comme le modèle standard de la cosmologie. C'est un modèle de big bang, décrivant un univers composé principalement d'énergie noire, ou aussi appelé constante cosmologique (Λ), et de matière noire froide (CDM : Cold Dark Matter). La figure 1.3 présente la répartition de ses différentes composantes.

Le modèle s'est établi suite à un certain nombre d'observations. D'abord, la détection du CMB en 1965, qui confirme les modèles de big bang. Puis l'introduction de la matière noire dans les modèles au cours des années 70 et 80, notamment grâce aux travaux de Vera Rubin sur le problème de la masse manquante dans les galaxies. Déjà en 1933, Fritz Zwicky remarquait que la masse visible dans les amas n'était pas suffisante pour expliquer leur cohésion, et supposa donc l'existence d'une matière invisible. Une série d'observations fut menée dans les années 70 afin d'étudier les courbes de vitesse des étoiles au sein des galaxies. Les étoiles situées en périphérie furent mesurées avec une vitesse plus importante qu'attendue. La conclusion fut similaire à celle de Zwicky : la présence de masse invisible dans les halos de galaxies permet d'expliquer ces courbes de rotation. Ainsi la matière noire froide¹ fut introduite dans les modèles cosmologiques : environ 25 % de la masse de l'univers est sous la forme d'une matière non standard intéragissant uniquement via la gravitation² avec la matière ordinaire.

1. Par opposition à la matière noire chaude, la matière noire froide est non relativiste.

2. Cependant certaines expériences recherchent des particules candidates à la matière noire, qui interagissent très

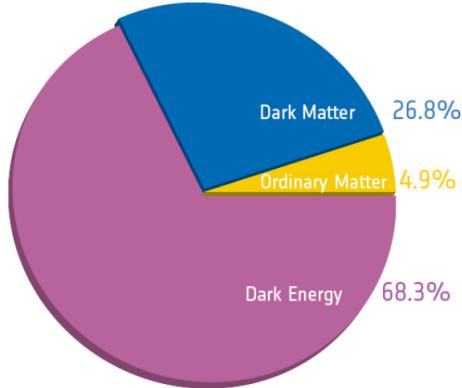


FIGURE 1.3 – Répartition des différentes composantes du modèle Λ CDM. L'énergie noire est montrée en violet, la matière noire en bleu et la matière baryonique en jaune.

Nous profitons ici de l'occasion pour présenter le modèle standard de la physique des particules, qui décrit les particules, ainsi que leurs interactions, qui constituent la matière que nous connaissons sur terre. Le modèle standard divise les particules en deux catégories : les bosons et les fermions. Les bosons sont les particules vectrices des interactions. Le photon par exemple, est le boson vecteur de l'interaction électromagnétique. Les fermions quant à eux, constituent la matière. Ils sont classés en deux catégories : les leptons, et les quarks. Les leptons comprennent entre autre les électrons et les neutrinos. Les quarks ne peuvent exister isolément, ils sont regroupés par paires pour former des mésons, ou par trios pour former des baryons. Par exemple, le neutron et le proton sont deux baryons. Les autres baryons ainsi que les mésons sont instables, et possèdent donc une durée de vie courte. La masse des électrons étant négligeable, les protons et les neutrons représentent l'essentiel de la masse de la matière ordinaire, qui est donc appelée matière baryonique.

Plus tard, le satellite COBE fut envoyé dans l'espace afin de détecter les anisotropies du CMB. Selon les prédictions des modèles de big bang, le spectre du CMB suit une loi de corps noir, avec une température d'environ 3 K, et possède des anisotropies correspondant aux perturbations primordiales de densité. La mission fut un succès : les mesures de COBE ont permis d'identifier les anisotropies de température du CMB, mettant en évidence les fluctuations de densité de l'univers primordial. D'autre part, le spectre du CMB est mesuré avec une température $T = (2,728 \pm 0,004)$ K [3], ne déviant pas du spectre du corps noir de plus de 0,25 % [4]. La détection des anisotropies du CMB constitue un des arguments les plus solides en faveur des modèles de big bang.

Jusque alors, les modèles cosmologiques n'incluaient pas d'énergie noire. Puis en 1998, deux équipes différentes publient l'analyse de distances de luminosité de supernovae de type 1a (SN1a), toutes les deux mettant en évidence l'accélération de l'expansion de l'univers et donc favorisant les modèles contenant de l'énergie noire. Ce sont ces dernières observations qui ancrent Λ CDM comme modèle de big bang préféré. Par la suite, le satellites WMAP puis le satellite Planck sont lancés en 2001 et en 2009 afin de mesurer avec une plus grande précision les anisotropies du CMB. Ces mesures successives sont effectuées avec une précision sans précédent, permettant de contraindre très fortement les paramètres cosmologiques. Les résultats finaux de la collaboration Planck ont été publiés en 2018 [5]

faiblement via l'interaction faible, comme par exemple les *WIMPs* (Weakly Interactive Massive Particles).

et fournissent les paramètres cosmologiques du modèle Λ CDM avec une précision inférieure au pourcent (voir tableau 1.1).

2.1 Description du modèle

Le modèle Λ CDM, et plus généralement les modèles de big bang, sont fondés sur le formalisme de la relativité générale. Cette théorie, élaborée par Einstein en 1915, est la généralisation de la relativité restreinte, proposée par Einstein 10 ans plus tôt. La relativité restreinte émet deux postulats :

- les lois de la physique sont les mêmes dans tous les référentiels inertiels¹,
- la vitesse de la lumière dans le vide est la même dans tous les référentiels inertiels.

Cette théorie traite les mouvements des corps dans les référentiels inertiels, mais n'inclut pas la gravitation. Afin d'inclure la gravitation et d'étendre la théorie aux référentiels accélérés, le principe d'équivalence est supposé. Ce principe affirme que la masse inertielle et la masse gravifique sont équivalentes, et que les effets de la gravitation sont identiques aux effets de l'accélération du référentiel de l'observateur. Autrement dit, il n'existe pas d'expérience permettant à l'observateur de distinguer s'il se trouve dans un champ de gravitation uniforme ou dans un référentiel uniformément accéléré. La gravitation n'est alors plus vue comme une force, mais comme un effet géométrique, conséquence de la déformation de l'espace-temps.

Dans la suite de cette section, afin de simplifier les équations, nous nous plaçons dans un système d'unité dans lequel

$$c = \hbar = k_B = 1. \quad (1.1)$$

La métrique — Le formalisme de la relativité générale s'appuie donc sur celui de la relativité restreinte. La géométrie de l'espace-temps est décrite par la métrique. Cet objet mathématique² permet de définir le produit scalaire sur l'espace-temps à 4 dimensions, et donc de mesurer les distances et les angles. Nous verrons plus loin dans ce manuscrit que la métrique dépend de la distribution de masse. Ainsi, et c'est le fondement de la relativité générale, la masse courbe l'espace temps et l'espace-temps indique à la masse, via la métrique, comme se déplacer au sein de celui-ci³.

Dans le cadre du modèle Λ CDM, la métrique utilisée est la métrique FLRW (pour Friedmann Lemaître Robertson Walker), elle s'exprime comme :

$$ds^2 = -dt^2 + R(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right], \quad (1.2)$$

où $d\Omega = d\theta + \sin(\theta)d\phi$, $R(t)$ rend compte de l'expansion de l'univers à l'instant t , et k vaut soit 1, 0 ou -1 selon que l'univers possède une courbure positive, nulle ou négative (voir figure 1.4). A l'aide d'un changement de coordonnées, il est possible de se ramener à la formule suivante :

$$ds^2 = -dt^2 + a(t) [d\chi^2 + S_k^2(\chi)d\Omega^2], \quad (1.3)$$

1. Un référentiel dans lequel l'observateur n'est pas accéléré.

2. Un tenseur de rang 2.

3. Inspiré de la citation de John Wheeler : "Spacetime tells matter how to move ; matter tells spacetime how to curve".

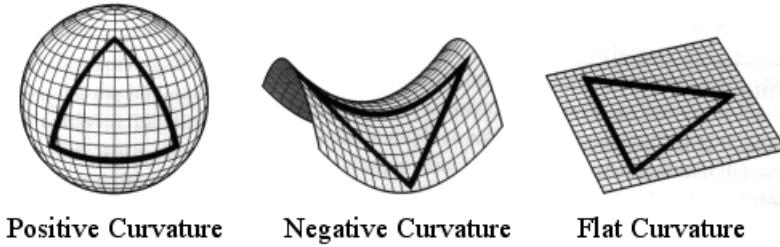


FIGURE 1.4 – Représentation de la courbure de l'univers : positive à gauche, négative au centre et nulle à droite.

où $a(t) = R(t)/R(t_0)$, t_0 est le temps présent et S_k est défini comme

$$S_k(\chi) = R(t_0) \begin{cases} \sin(\chi/R(t_0)) & \text{si } k = 1 \\ \chi/R(t_0) & \text{si } k = 0 \\ \sinh(\chi/R(t_0)) & \text{si } k = -1 \end{cases}. \quad (1.4)$$

Cette formulation permet de mettre en évidence le rapport $a(t)$, appelé facteur d'échelle. Par définition il vaut 1 aujourd'hui. Afin de rendre compte de l'expansion, $a(t) < 1$ pour $t < t_0$ (passé) et $a(t) > 1$ pour $t > t_0$ (futur).

Le redshift — Le décalage vers le rouge, ou *redshift* en anglais, est la mesure du décalage du spectre vers les grandes longueurs d'onde des objets distants. Le redshift z est défini comme

$$1 + z = \frac{\lambda_o}{\lambda_e}. \quad (1.5)$$

Dans le cadre des modèles de big bang, le redshift est interprété comme une conséquence de l'expansion de l'univers. Les objets distants s'éloignent de nous du fait de l'expansion. Similairement à l'effet Doppler¹, le spectre observé de ces objets est décalé vers les grandes longueurs d'onde. Mais contrairement à l'effet Doppler, le redshift n'est pas directement dû à la vitesse de recession de l'objet : à cause de l'expansion, les photons, lors de leur propagation, voient leur longueur d'onde augmenter. On peut montrer que

$$\frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{a(t_e)}{a(t_o)}, \quad (1.6)$$

où t_e et t_o sont les temps d'émission et d'observation du photon, λ_e et λ_o sa longueur d'onde lors de l'émission et de l'observation. Le redshift est donc relié au facteur d'échelle via la relation

$$1 + z = \frac{1}{a(t)}. \quad (1.7)$$

Le redshift est donc directement dû à l'expansion de l'univers. Il est d'ailleurs parfois nommé redshift cosmologique. Il peut servir de mesure de temps (et aussi de distance, voir section 2.1 paragraphe *Les*

1. L'effet Doppler est l'augmentation ou la diminution de la longueur d'onde d'une onde lorsque l'émetteur de cette dernière s'approche ou s'éloigne de l'observateur. L'exemple le plus connu est celui de l'ambulance : le son entendu est plus aigu lorsque l'ambulance s'approche, puis plus grave lorsqu'elle s'éloigne.

distances) : le spectre d'un objet avec un redshift $z = 2$ est décalé vers le rouge d'un facteur 3. Il en découle que sa lumière observée aujourd'hui a été émise lorsque l'univers avait une taille 3 fois plus petite qu'aujourd'hui, soit il y a environ 12 milliards d'années.

Les équations d'Einstein — Lorsqu'Einstein publie sa théorie en 1915, la façon de présenter les équations d'Einstein, le cœur de la théorie, est différente de la façon de les présenter aujourd'hui. Nous nous proposons ici de suivre l'approche de la physique moderne, qui formule toutes les théories en termes d'un seul et même principe : le *principe de moindre action*. Ce principe stipule que l'action mis en oeuvre lors de l'évolution d'un système entre deux instants est toujours extrémale¹. L'action est une quantité caractérisant globalement un système, elle est définie comme

$$\mathcal{S} = \int_{t_0}^{t_1} L dt, \quad (1.8)$$

où L est le lagrangien du système. En mécanique newtonienne, il est défini comme la différence de l'énergie cinétique et de l'énergie potentiel. En relativité générale, tout comme dans les théories de champs², le terme du lagrangien est représenté plutôt par une densité de lagrangien. Cette densité de lagrangien est alors intégrée sur l'espace-temps afin d'obtenir l'action. Dans le cas de la relativité générale, l'action est définie comme

$$\mathcal{S} = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{R}{4\pi G}, \quad (1.9)$$

où g est le déterminant de la métrique, R le scalaire de Ricci, et G la constante de Newton. Le scalaire de Ricci caractérise la courbure, il dépend des dérivées secondes de la métrique. Une fois l'action déterminé, sa minimisation conduit aux équations du mouvement du système. Dans notre cas, ce sont les équations d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}, \quad (1.10)$$

où $g_{\mu\nu}$ est la métrique, $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci, $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion, et Λ la constante cosmologique. Le tenseur de Ricci, dont la contraction donne le scalaire de Ricci R , dépend des dérivées secondes de la métrique. C'est donc un terme purement géométrique. Le tenseur énergie-impulsion quant à lui contient l'information de la distribution de masse. Ainsi il y a un lien direct entre la métrique, qui décrit la déformation de l'espace-temps, et la masse présente dans l'univers.

L'équation 1.10 regroupe en réalité plusieurs équations. Les indices μ et ν varient de 0 à 3, 0 représentant la coordonnée temporelle et 1 à 3 les coordonnées spatiales. Il existe donc une équation par couple (μ, ν) , produisant 16 équations. Par des arguments de symétrie, ce nombre se réduit à 6 équations indépendantes, que l'on nomme les équations d'Einstein.

Les équations de Friedmann-Lemaître — Les équations d'Einstein forment un système d'équations différentielles, de second ordre et non linéaires, et de fait, difficile à résoudre. Afin de simplifier les équations et trouver des solutions, certaines hypothèses sont faites. Dans la plupart des modèles cosmologiques, l'univers est supposé homogène et isotrope à grande échelle. La métrique qui décrit un

1. Elle est minimale dans la grande majorité des cas.

2. En particulier la théorie quantique des champs.

univers homogène et isotrope est la métrique FLRW (voir l'équation 1.3). Dans un tel cas, on peut calculer le membre de gauche de l'équation 1.10. Ce calcul, que nous ne détaillerons pas ici, est très bien détaillé dans la section 2.1.2 de [2]. De plus, pour un fluide parfait, le tenseur énergie impulsion prend la forme

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{P} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathcal{P} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathcal{P} \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

où ρ est la densité du fluide, et \mathcal{P} est sa pression. Dans ces conditions, la partie temporelle de l'équation 1.10 donne

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.12)$$

et la partie spatiale

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = -8\pi G\mathcal{P} + \Lambda - \frac{k}{a^2}, \quad (1.13)$$

où le point désigne la dérivé temporelle. On définit alors le taux d'expansion H comme $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$. Sa valeur actuelle, notée H_0 , est appelée constante de Hubble. Elle relie proportionnellement la distance des galaxies à leur vitesse d'éloignement, via la loi de Hubble :

$$V = H_0 \times D. \quad (1.14)$$

H_0 est souvent donné comme $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, où h est un paramètre sans dimension qui prend en compte l'incertitude sur H_0 . D'après les mesures les plus récentes [?], h varie entre 0,67 et 0,75. L'équation 1.14 est nommée en l'honneur d'Edwin Hubble, après sa publication en 1929, même si Georges Lemaître fut sans doute le premier à interpréter le lien entre distance et vitesse d'éloignement des galaxies par l'expansion de l'univers. Suite à cette brève parenthèse, retournons à nos deux équations. Il est courant de récrire ces équations en injectant $H(t)$, ainsi qu'en remplaçant la seconde par une combinaison linéaire des deux précédentes :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}, \quad (1.15)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3\mathcal{P}) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.16)$$

Ces deux équations sont appelées les équations de Friedmann-Lemaître. Elles découlent directement des équations d'Einstein pour un univers homogène et isotrope, et permettent d'estimer l'évolution du facteur d'échelle en fonction des différentes composantes de l'univers. Nous pouvons noter que le membre de droite de l'équation 1.15 contient 3 entités : le fluide parfait ainsi que la courbure et la constante cosmologique. Même si cela reste un choix d'écriture et ne relève d'aucun argument mathématique, il permet de mettre en évidence le fait que ces deux dernières entités peuvent être considérées comme des composante énergétique de l'univers, avec leur propre densité d'énergie.

Evolution de l'univers — Avant de résoudre les équations de Friedmann–Lemaître, nous devons relier ρ et \mathcal{P} au facteur d'échelle. Considérons un univers constitué de plusieurs fluides parfaits. Chaque fluide i est décrit par sa densité ρ_i et sa pression \mathcal{P}_i . Nous pouvons relier l'une à l'autre grâce à l'équation d'état du fluide :

$$\mathcal{P}_i = w_i \rho_i, \quad (1.17)$$

où w_i est le paramètre d'état du fluide i , ici supposé constant. De plus, pour chaque fluide, la conservation du tenseur énergie-impulsion $\partial_\mu T_i^{\mu\nu} = 0$ nous donne

$$\dot{\rho}_i + 3H(\rho_i + \mathcal{P}_i) = 0. \quad (1.18)$$

En intégrant cette équation et en utilisant l'équation d'état 1.17, nous obtenons donc l'évolution de ρ_i avec le facteur d'échelle

$$\rho_i = \rho_{i,0} a^{-3(1+w)}, \quad (1.19)$$

où $\rho_{i,0}$ est la densité du fluide i aujourd'hui.

Selon le fluide, la valeur de w est différente. Nous pouvons déjà distinguer les particules relativistes¹ des particules non relativiste. La matière non relativiste (m) ou simplement matière, se compose de la matière baryonique (b) et de la matière noire froide (c). **La matière baryonique peut être vue comme un gaz de galaxies n'interagissant entre elles que via la gravitation. De la même manière, les constituants de la matière noire froide n'interagissent les uns avec les autres que via la gravitation.** Ainsi, le fluide décrivant la matière possède une pression nulle, son paramètre d'état est donc $w_m = 0$. Nous avons alors : $\rho_m \propto a^{-3}$.

Concernant les particules relativistes, elles constituent ce qu'on appelle la radiation (r). La radiation est composée des photons (γ) et des neutrinos relativistes (ν). Son paramètre d'état est $w_r = 1/3$, ce qui donne $\rho_r \propto a^{-4}$. Nous pouvons remarquer que la densité de matière diminue proportionnellement au volume de l'univers, par simple effet de dilution. La densité de radiation possède un facteur $1/a$ supplémentaire. Ce facteur provient du redshift des photons observés, et s'ajoute au $1/a^3$ de la dilution.

Afin de travailler avec des quantités sans dimension et normalisées, il est courant d'introduire la densité critique ρ_{crit} . Cette densité est la densité limite pour laquelle l'univers est plat. Au delà de cette limite, l'univers est fermé, en deçà, l'univers est ouvert. Pour $k = 0$, l'équation 1.15 s'écrit

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho, \quad (1.20)$$

où ρ désigne la densité totale d'énergie de l'univers, incluant la contribution $\rho_\Lambda = \Lambda/8\pi G$ de la constante cosmologique, d'où $\rho_{crit} = 3H_0^2/8\pi G$. En divisant cette équation par H_0^2 , l'équation précédente s'écrit alors

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\rho}{\rho_{crit}}. \quad (1.21)$$

A l'aide de l'équation 1.19, chaque composante peut être mise sous la forme

$$\frac{\rho_i}{\rho_{crit}} = \Omega_i a^{-3(1+w)}, \quad (1.22)$$

1. Une particule est dite relativiste lorsque sa vitesse est proche de celle de la lumière dans le vide.

où Ω_i est le ratio de la densité de l'espèce i par la densité critique aujourd'hui. Nous pouvons alors récrire l'équation de Friedmann-Lemaître 1.15 comme

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \sum_i \Omega_i a^{-3(1+w)} - \frac{k}{a^2 H_0^2}, \quad (1.23)$$

où i court sur toutes les espèces contribuant à l'énergie totale de l'univers : la matière, la radiation et la constante cosmologique. Ces trois densités relatives valent

$$\Omega_r = \frac{8\pi G \rho_{r,0}}{3H_0^2} \quad ; \quad \Omega_m = \frac{8\pi G \rho_{m,0}}{3H_0^2} \quad ; \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}. \quad (1.24)$$

Nous pouvons remarquer ici que Ω_Λ est indépendant de a . Il en découle $w_\Lambda = -1$: la constante cosmologique peut être interprétée comme un fluide de densité d'énergie constante et de pression négative. Nous verrons dans la suite de ce paragraphe que sa domination dans le bilan énergétique de l'univers actuel est responsable de l'accélération de l'expansion. Enfin, en utilisant les définitions précédentes, nous obtenons l'évolution du taux d'expansion

$$H^2 = H_0^2 \left[\Omega_m a^{-3} + \Omega_r a^{-4} + \Omega_\Lambda \right] - \frac{k}{a^2}. \quad (1.25)$$

En évaluant l'équation précédente pour $t = 0$, nous obtenons

$$1 + \frac{k}{a^2 H_0^2} = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda = \Omega_{total}. \quad (1.26)$$

Ainsi pour un univers plat, nous avons $k = 0$, et donc $\Omega_{total} = 1$. Nous retrouvons alors que ρ_{crit} correspond à la densité totale de l'univers.

Bien que les Ω_i donnent les densités relatives aujourd'hui, nous pouvons comparer les différentes densités d'énergie à n'importe quel redshift, en considérant le rapport $\Omega_i(z) = \rho_i(z)/\rho_{crit}(z)$, où $\rho_{crit}(z) = 3H(z)^2/8\pi G$. La figure 1.5 présente l'évolution avec le redshift des densités relatives, et indique donc les différentes ères de domination. Pour $z > z_{eq}$, c'est la radiation qui domine. Puis vient l'époque de domination de la matière, jusqu'à $z \sim 0,3$. Enfin, c'est la constante cosmologique Λ qui domine aujourd'hui.

Lorsque l'univers est dominé par un seul fluide i , nous avons $\rho_{tot} \sim \rho_i$, et nous pouvons donc injecter l'équation 1.19 dans l'équation de Friedmann-Lemaître 1.15. Nous obtenons alors l'évolution de taux d'expansion avec le facteur d'échelle

$$H = H_0 a^{-3(1+w)/2}, \quad (1.27)$$

ce qui nous donne finalement, pour $w \neq -1$, l'évolution temporelle du facteur d'échelle

$$a(t) \propto t^{\frac{2}{3(1+w)}}. \quad (1.28)$$

Ainsi, dans chaque phase de domination, a évolue comme une loi de puissance : $a \propto t^{\frac{1}{2}}$ durant l'ère de domination de la radiation, puis $a \propto t^{\frac{2}{3}}$ lors de la domination de la matière. Cependant, l'univers est actuellement dominé par l'énergie noire, l'équation différentielle 1.27 devient $H = H_0$, et nous

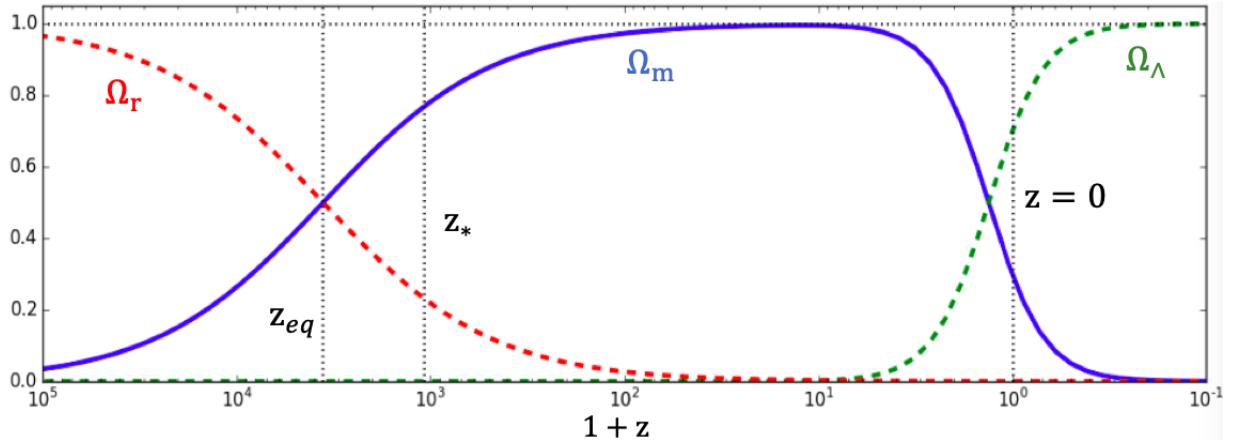


FIGURE 1.5 – Evolution en fonction du redshift des densités relatives d'énergie pour un univers plat. Sont indiqués en pointillés le redshift d'égalité radiation-matière $z_{eq} = 3387 \pm 21$, le redshift d'émission du CMB $z_* = 1089,80 \pm 0,21$, et le redshift aujourd'hui $z = 0$ [?]. Crédits : Thèse de Pauline Zarrouk.

obtenons $a \propto e^{H_0 t}$. Nous pouvons noter que durant toutes les phases de domination, $\dot{a} > 0$: l'univers est en expansion. De plus, lors des phases de domination de la radiation et de la matière, $\ddot{a} < 0$: l'expansion de l'univers décélérera. Cependant, pour $z \lesssim 0,3$, nous avons $\ddot{a} > 0$, l'univers est alors en expansion accélérée.

Les distances — La notion de distance en relativité générale n'est pas très intuitive. Du fait de l'expansion, la distance qui séparait deux astres lointains au moment où ils ont émis leur lumière n'est pas la distance qui les sépare aujourd'hui. La distance à laquelle nous avons accès est la distance qui sépare ces deux astres lorsque la lumière que nous captions aujourd'hui a été émise. Entre ce moment et aujourd'hui, l'expansion a éloigné ces deux astres et leur distance de séparation a été multipliée par un facteur $\frac{1}{a(t_e)} = 1 + z_e$, où t_e est le temps correspondant à l'émission. Afin de simplifier les comparaisons de distances à différentes époques, nous définissons la distance *comobile* comme ceci : deux objets à un redshift z et séparés d'une distance physique D possèdent une distance comobile $(1+z)D$. **C'est la distance physique, en incluant l'expansion jusqu'à aujourd'hui.** Ainsi, la distance comobile séparant deux objets soumis à l'expansion reste la même au cours du temps.

Nous présentons ici les différentes distances utilisées en cosmologie. Elles sont très bien décrites dans [?], dont nous suivons d'ailleurs les notations. Aussi, nous sortons désormais du cadre dans lequel $c = \hbar = k_B = 1$ et nous reprenons le système d'unité usuel. Définissons premièrement la quantité

$$E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{\Omega_m a^{-3} + \Omega_r a^{-4} + \Omega_\Lambda + 1 - \Omega_{total}}, \quad (1.29)$$

ainsi que la distance de Hubble aujourd'hui

$$D_H = \frac{c}{H_0}. \quad (1.30)$$

Nous pouvons alors définir les distances suivantes :

- la distance comobile le long de la ligne de visée D_C . C'est la distance comobile qui sépare un

objet lointain de l'observateur. Elle est obtenue en intégrant chaque contribution infinitésimale de $z = 0$ jusqu'à l'objet :

$$D_C = D_H \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (1.31)$$

- la distance comobile transverse D_M : deux objets à un redshift z et séparés par un angle $\delta\theta$ sur le ciel possèdent une distance comobile $\delta\theta D_M$. Dans le cas où l'univers n'est pas plat ($\Omega_k \neq 0$), la distance comobile transverse D_M n'est pas la même que la distance comobile le long de la ligne de visée D_C . Elle est reliée à D_C par

$$D_M = \begin{cases} D_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sin(\Omega_k D_C / D_H) & \text{si } \Omega_k < 0 \\ D_C & \text{si } \Omega_k = 0 \\ D_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh(\Omega_k D_C / D_H) & \text{si } \Omega_k > 0 \end{cases} \quad (1.32)$$

- La distance de diamètre angulaire D_A : c'est la distance reliée à la taille apparente d'un objet. Deux objets à un redshift z et séparés par un angle $\delta\theta$ sur le ciel possèdent une distance physique $\delta\theta D_A$. La distance de diamètre angulaire diffère de D_M du fait qu'elle considère la distance physique et non comobile entre les deux objets. Elle est donc reliée à D_M par

$$D_A = \frac{D_M}{1+z}. \quad (1.33)$$

- la distance de luminosité D_L : elle est définie via la relation qui exprime le flux d'une source lumineuse en fonction de sa luminosité

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2} \quad \rightarrow \quad D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}. \quad (1.34)$$

Elle est reliée à la distance comobile transverse via

$$D_L = (1+z)D_M = (1+z)^2 D_A, \quad (1.35)$$

Les distances sont usuellement mesurées en h^{-1} kpc ou h^{-1} Mpc, le facteur h permettant de rendre ces distances indépendantes de l'incertitude sur la mesure de H_0 . Un parsec vaut environ 3,2616 années lumières, soit environ $3,0857 \times 10^{16}$ m. Dans ce manuscrit, les distances qui nous intéressent particulièrement sont D_C et D_M . Nous y ferons appel dans la section 4.2.

Les paramètres du modèle — Le modèle Λ CDM est un modèle décrit par 6 paramètres. Ils sont mesurés par le satellite Planck [?] avec une précision d'environ 1 % et sont résumés dans le tableau 1.1. Les 6 paramètres mesurés par Planck sont

- $\Omega_b h^2$, la densité de baryons multipliée par h^2
- $\Omega_c h^2$, la densité de matière noire multipliée par h^2
- θ_{MC} , une approximation de θ_* : l'angle sur le ciel de l'échelle acoustique
- τ , la profondeur optique totale, intégrée de $z = 0$ jusqu'au CMB. La contribution provient essentiellement des électrons libres entre $z = 0$ et $z_{réionisation}$

3. LA FONCTION DE CORRÉLATION DE LA MATIÈRE

- A_s , l'amplitude du *spectre de puissance des fluctuations primordiales*, décrit dans la section suivante
- n_s , l'indice spectrale du spectre de puissance des fluctuations primordiales

TABLE 1.1 – Paramètres cosmologiques mesurés par le satellite Planck. La partie supérieure du tableau indique les six paramètres ajustés aux données. La partie inférieure donne d'autres paramètres déduits de ces six paramètres ajustés. Ces chiffres sont tirés de la table 1.1 de ??

Parameters	Combined
$\Omega_b h^2$	0.02233 ± 0.00015
$\Omega_c h^2$	0.1198 ± 0.0012
$100\theta_{\text{MC}}$	1.04089 ± 0.00031
τ	0.0540 ± 0.0074
$\ln(10^{10} A_s)$	3.043 ± 0.014
n_s	0.9652 ± 0.0042
$\Omega_m h^2$	0.1428 ± 0.0011
$H_0 [\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}]$	67.37 ± 0.54
Ω_m	0.3147 ± 0.0074
Age[Gyr]	13.801 ± 0.024
σ_8	0.8101 ± 0.0061
$S_8 \equiv \sigma_8 (\Omega_m / 0.3)^{0.5}$	0.830 ± 0.013
z_{re}	7.64 ± 0.74
$100\theta_*$	1.04108 ± 0.00031
$r_{\text{drag}} [\text{Mpc}]$	147.18 ± 0.29

De ces 6 paramètres se déduisent les autres, notamment les densités d'énergies aujourd'hui, dont nous venons de parler. Certains sont indiqués dans la seconde partie du tableau 1.1, dont notamment r_{drag} , la taille comobile de l'horizon acoustique au moment du découplage des baryons avec les photons, ou encore Ω_m la densité relative de matière aujourd'hui. Les paramètres cosmologiques utilisés pour la confection des simulations présentées dans ce manuscrit et par le code d'analyse `picca` sont légèrement différents de ceux présentés dans le tableau 1.1. Nous les donnons ici :

$$\Omega_m = 0,31457 \quad ; \quad \Omega_k = 0 \quad ; \quad \Omega_\Lambda = 0,68543. \quad (1.36)$$

3 La fonction de corrélation de la matière

Dans le paragraphe précédent, nous parlions du spectre de puissance des fluctuations primordiales sans avoir auparavant défini ce dont il s'agissait. Nous donnons ici une explication de la notion de spectre de puissance, ainsi que de la fonction de corrélation, objet d'étude de ce manuscrit.

3.1 Une analogie avec le son

Prenons l'exemple d'un phénomène simple : le son créé par un diapason. Le diapason est un outil utilisé par les musiciens pour accorder leurs instruments. Lorsqu'il est joué, le diapason produit un signal sonore très proche d'une sinusoïde. Le son produit correspond alors à une note particulière,

d'une fréquence donnée, caractéristique de l'instrument. Par opposition au diapason, la corde de guitare par exemple, lorsqu'elle vibre, produit un son composé de plusieurs fréquences : la fréquence fondamentale, qui donne la hauteur de la note, et les fréquences harmoniques, des multiples de la fréquence fondamentale. Ces fréquences harmoniques participent à la richesse du son de l'instrument. L'outil mathématique permettant d'étudier ces phénomènes s'appelle la transformation de Fourier. Elle permet d'associer à un signal temporel, sa transformée de Fourier, un signal dans l'espace des fréquences.

Reprenons l'exemple du diapason. Comme dit précédemment, le signal sonore produit est très proche d'une sinusoïde. La figure 1.6 illustre la transformation de Fourier : à gauche se trouve le signal temporel, qui correspond au signal sonore, et à droite se trouve la transformée de Fourier de ce signal. La première ligne correspond au cas d'un diapason idéal : une sinusoïde dont la transformée de Fourier donne un dirac dans l'espace de Fourier, tandis que le cas de la corde de guitare ressemblerait plutôt au cas de la troisième ligne : une somme de sinusoïdes de différentes fréquences, la fréquence la plus basse étant la fréquence fondamentale. Dans notre cas, nous pouvons remarquer que le signal dans l'espace fréquentiel est relativement simple : une somme de dirac indiquant les fréquences issues de la décomposition du signal temporel en sinusoïdes.

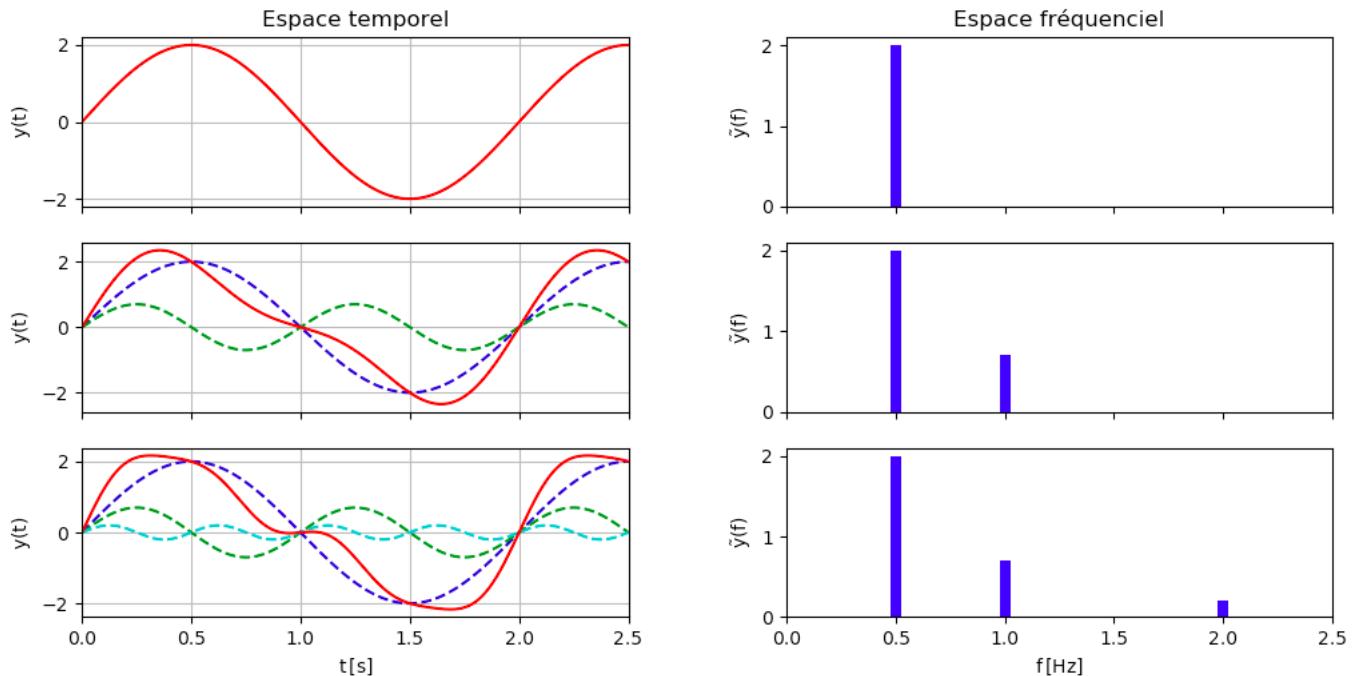


FIGURE 1.6 – Illustration de la transformation de Fourier. Le signal temporel à gauche en rouge est décomposé en somme de sinusoïdes. La transformée de Fourier correspond au signal fréquentiel, à droite, donnant la répartition des fréquences mises en jeu dans le signal temporel.

La transformation de Fourier permet donc de décomposer un signal temporel en une série de fonctions sinusoïdales, et d'indiquer la répartition des différentes fréquences. Pour un signal temporel

3. LA FONCTION DE CORRÉLATION DE LA MATIÈRE

f , la transformée de Fourier \tilde{f} associée à ce signal est donnée par

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (1.37)$$

où t est le temps en s, et ω la pulsation en s^{-1} . Cette dernière est reliée à la fréquence par $\omega = 2\pi f$. La transformation inverse est donnée par

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (1.38)$$

3.2 Le spectre de puissance

Le spectre de puissance est un outil mathématique utilisé afin d'étudier la répartition des modes présents dans un ensemble de données. Les modes sont la généralisation du concept de fréquence. Par exemple, dans le cas du diapason, les modes sont les différentes fréquences qui composent le signal temporel. En cosmologie, les modes sont associés à des fluctuations spatiales. Prenons l'exemple de la distribution de la matière. On peut définir le contraste de densité en \vec{x} comme

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}, \quad (1.39)$$

où $\rho(\vec{x})$ est la densité en \vec{x} , et $\bar{\rho}$ la densité moyenne. Le spectre de puissance du contraste de densité de la matière renseigne donc sur la répartition des modes de fluctuations spatiales de la matière. La variable dans l'espace de Fourier associée au vecteur position \vec{x} est le vecteur d'onde \vec{k} . Les grands k correspondent aux modes à petites échelles, et les petits k aux modes à grandes échelles. Nous définissons le contraste de densité $\delta(\vec{k})$ associé au vecteur d'onde \vec{k} comme étant la transformée de Fourier en trois dimensions du contraste de densité $\delta(\vec{r})$

$$\delta(\vec{k}) = \int_{\mathbb{R}^3} d\vec{r} \delta(\vec{r}) e^{-i\vec{r}\cdot\vec{k}}. \quad (1.40)$$

Le spectre de puissance du contraste de densité de la matière est alors défini comme

$$P(\vec{k}) = |\delta(\vec{k})|^2. \quad (1.41)$$

Etant donné que l'isotropie est supposée en cosmologie, le spectre de puissance dépend uniquement de k , la norme de \vec{k} . La figure #prov montre le spectre de puissance de la matière à $z = 0$, elle est discuté dans la section suivante.

Similairement au spectre de puissance du contraste de densité, il est possible de calculer celui des fluctuations primordiales de densité, accessibles via l'observation du CMB. Le formalisme est cependant légèrement différent : plutôt que de faire une transformation de Fourier, les fluctuations primordiales sont décomposées sur la sphère céleste à l'aide des harmoniques sphériques. Dans un tel cas, la variable analogue à k est notée l . La figure 1.7 présente la carte des fluctuations en température mesurée par Planck, et la figure 1.8 le spectre de puissance de ces fluctuations. Ce dernier présente un pic à $l \sim 200$,

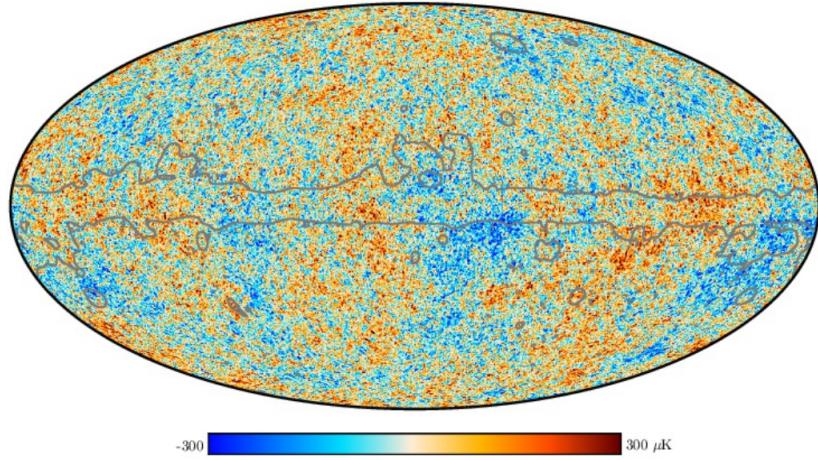


FIGURE 1.7 – Carte des fluctuations en température mesurées par le satellite Planck [?]. La zone grise délimite la zone contaminée par les émissions galactiques, qui est masquée dans l’analyse.

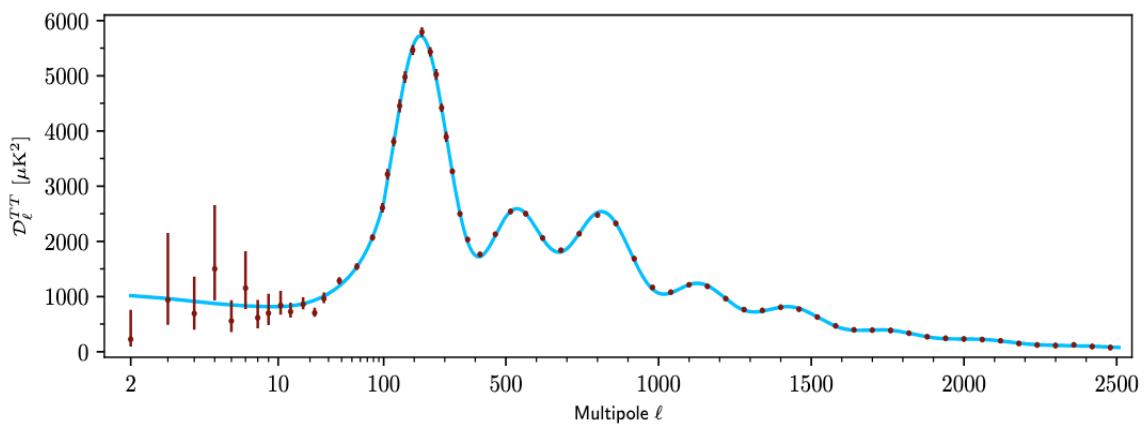


FIGURE 1.8 – Spectre de puissance des fluctuations en température en fonction du multipôle ℓ . Le premier pic correspond à l’horizon acoustique au moment de la recombinaison. Le plateau à bas ℓ est appelé le plateau de Sachs-Wolfe. L’amortissement à grand ℓ est appelé amortissement de Silk.

3. LA FONCTION DE CORRÉLATION DE LA MATIÈRE

qui correspond à une taille angulaire sur le ciel d'environ 1° . Cette taille caractéristique correspond à l'horizon acoustique au moment de la recombinaison, elle est expliquée dans la section 4.

3.3 La fonction de corrélation

Maintenant que nous avons présenté le spectre de puissance, nous allons décrire la fonction de corrélation à deux points, l'objet d'étude de ce manuscrit. De la même manière que nous nous sommes intéressés précédemment au spectre de puissance de la matière, nous nous intéressons ici à la fonction de corrélation de la matière. Elle permet d'étudier de façon statistique la distribution de matière dans l'univers. Plus exactement, elle donne la corrélation de la distribution de matière entre 2 points de l'espace séparés d'une distance \vec{r} . La fonction de corrélation du contraste de densité de la matière ξ est définie comme

$$\xi(\vec{r}) = \langle \delta(\vec{r}') \delta(\vec{r} + \vec{r}') \rangle, \quad (1.42)$$

où $\langle \cdot \rangle$ désigne la moyenne sur \vec{r}' , et $\delta(\vec{r})$ est le contraste de densité. Du fait de l'isotropie de l'univers, la fonction de corrélation ne dépend que de la distance r . Elle peut aussi être vue comme un excès de probabilité :

$$dP(r_1, r_2) = \bar{\rho}^2 (1 + \xi(r_1 - r_2)) dV_1 dV_2, \quad (1.43)$$

où $dP(r_1, r_2)$ donne la probabilité de trouver de la matière en r_1 et r_2 . Ainsi, si la fonction de corrélation $\xi(r)$ est positive, alors il est plus probable de trouver de la matière en deux points de l'espace séparés par une distance $r = r_1 - r_2$ que si celle-ci avait été distribuée de manière uniforme¹. On peut montrer que la fonction de corrélation est reliée au spectre de puissance par la transformation de Fourier :

$$P(\vec{k}) = \int \xi(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3 r, \quad (1.44)$$

ce qui donne, une fois l'isotropie supposée,

$$P(k) = \frac{i}{4\pi^2 k} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikr} r \xi(r) dr. \quad (1.45)$$

La figure ?? présente le spectre de puissance et ?? la fonction de corrélation de la matière aujourd'hui. (#prov mettre la figure) Plusieurs choses sont à noter. Premièrement, le spectre de puissance aux grandes échelles (petits k) se comporte comme $P(k) \propto k^{n_s}$, où n_s est l'indice spectrale. Ces modes à grande échelle ne sont pas affectés par la physique qui se déroule durant la domination de la radiation. Ils sondent donc directement les fluctuations primordiales de densité. Pour les petites échelles (grands k), le spectre de puissance est proportionnel à k^{-3} . Ce changement de comportement entre les grandes et petites échelles est dû au fait que les modes $k > k_{eq}$, avec $k_{eq} \sim 0,01 h \text{ Mpc}^{-1}$, possèdent une taille caractéristique plus petite que l'horizon² au moment de l'égalité radiation-matière : ces modes sont donc entrés dans l'horizon durant la phase de domination de la radiation, et ont donc été affectés par la physique qui s'y déroule. Les modes plus grands que l'horizon au moment de l'égalité radiation-matière

1. Pour une distribution de matière uniforme, $\xi(r) = 0$ pour tout r .

2. L'horizon désigne la sphère causale de l'observateur : tout évènement en dehors de l'horizon n'a pas de lien causal avec l'observateur, car l'information n'a pas eu le temps de se propager jusqu'à ce dernier.

ne sont pas affectés par cette physique et sont donc gelés : ils n'évoluent pas, le spectre de puissance reste donc semblable au spectre de puissance primordial. Les modes plus petits quant à eux décroissent durant la phase de domination de la radiation. Plus le mode est petit, plus il entre rapidement dans l'horizon, et plus il est réduit, d'où le changement de comportement pour les $k > k_{eq}$. Après l'égalité, les modes ne sont plus réduits et tous les modes croissent proportionnellement à $G(z)$. G est appelé le facteur de croissance des structures, et varie comme $G(z) \propto (1+z)^{-1}$ à grand z , lorsque $\Omega_m = 1$. Ainsi, pour $z \ll z_{eq}$, le spectre de puissance varie comme

$$P(k, z) = G(z)^2 P(k, z=0). \quad (1.46)$$

Le facteur de croissance des structures ne dépendant pas de k , la fonction de corrélation est aussi proportionnelle à $G(z)$:

$$\xi(r, z) = G(z)^2 \xi(r, z=0). \quad (1.47)$$

Tout ceci est un bref résumé de l'évolution des inhomogénéités en cosmologie. Cette dernière est très bien décrite dans ?? et nous référons le lecteur à cette ouvrage pour davantage d'explications.

Enfin, un point pertinent pour ce manuscrit sont les oscillations présentes dans le spectre de puissance de la matière pour $k \in [0,003; 0,3] h \text{ Mpc}^{-1}$. Ces oscillations sont dues aux *oscillations acoustiques de baryon* (BAO pour Baryonic Acoustic Oscillations) et sont la trace de la physique qui se déroulait avant l'émission du CMB. Ce mécanisme est décrit plus en détail dans la section suivante. Nous pouvons cependant déjà noter que ces oscillations caractéristiques dans le spectre de puissance correspondent au pic présent dans la fonction de corrélation de la matière à $r \sim 100 h^{-1} \text{ Mpc}$. Ce pic est davantage visible lorsque l'on représente $r^2 \xi(r)$ en fonction de r .

4 Les oscillations acoustiques de baryon

Les BAO sont une empreinte laissée par la physique pre-recombinaison, et détectable aujourd'hui dans la distribution de matière. Cette empreinte correspond à un excès de corrélation de la matière, à une distance comobile d'environ $100 h^{-1} \text{ Mpc}$. Cette distance, appelée *échelle BAO*, fournit une règle standard pour la cosmologie : après l'émission du CMB, la taille comobile de l'échelle BAO reste constante avec le temps. Ainsi, en déduisant l'évolution de la taille physique de l'échelle BAO au cours du temps, grâce notamment à la mesure d'angles et de différences de redshift, nous accédons à l'historique de l'expansion de l'univers. Dans cette section, nous décrivons les BAO, comment elles se forment, comment elles sont mesurées et les contraintes qu'elles permettent d'établir sur les modèles cosmologiques.

4.1 La genèse

Comme expliqué au début de ce manuscrit, l'univers avant la recombinaison est un plasma chaud et dense, qui présente de faibles inhomogénéités. **Les baryons et les photons y sont couplés. De fait, la pression de radiation donne une pression non nulle au gaz et des ondes acoustiques peuvent s'y propager.** Ainsi, chaque surdensité primordiale crée une surpression, qui

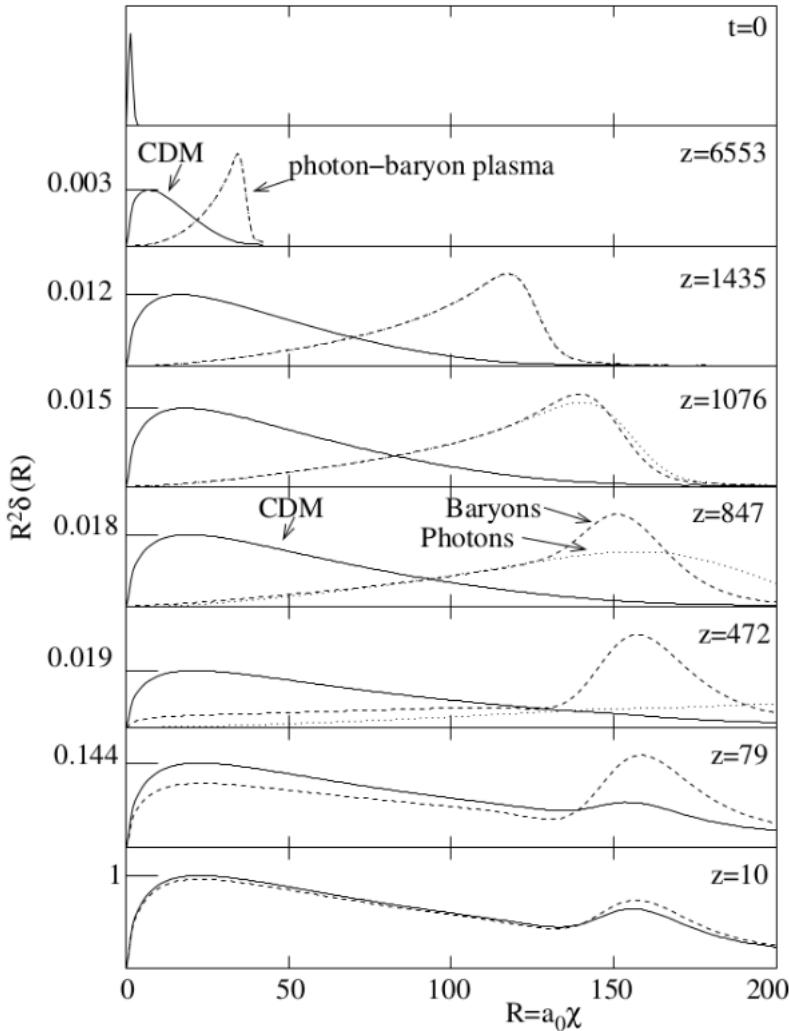


FIGURE 1.9 – Evolution d'une surdensité primordiale depuis $t = 0$ jusqu'à $z = 10$. Sont représentés en lignes continues la surdensité liée à la matière noire, en lignes tiretées la surdensité liée aux baryons, et en lignes pointillées la surdensité liée aux photons. Les neutrinos ne sont pas représentés sur cette figure. L'explication de la figure est donnée dans le corps du texte.

produit une onde acoustique. Cette dernière se propage à la vitesse du son dans ce milieu, donnée par

$$c_s = c \sqrt{\frac{1}{3(1+R)}}, \quad (1.48)$$

où $R = \frac{3\rho_b}{4\rho_\gamma}$. Etant donné que la densité de photons ρ_γ est bien supérieure à la densité de baryons ρ_b , la vitesse du son c_s vaut $c/\sqrt{3}$ en bonne approximation. Ces ondes acoustiques se propagent donc dans le plasma primordial depuis chaque surdensité. La figure 1.9 schématise le mécanisme pour une seule surdensité. À l'instant $t = 0$, nous considérons donc une surdensité en $R = 0$ Mpc. Cette surdensité est composée de matière noire (CDM), de baryons et de photons. Grâce à la pression non nulle du milieu, une onde acoustique est initiée. Au fur et à mesure que le temps s'écoule (le redshift diminue), le front d'onde dans le plasma photon-baryon se propage. Puis, à un redshift $z_{drag} \sim 1060$, les baryons se découpent des photons. La pression dans le milieu devient nulle, faisant chuter la vitesse du son à

zéro. L'onde est alors gelée. **Ainsi la surdensité de baryon ne se propage plus. Les photons, qui n'interagissent plus avec les baryons¹ dès $z_* \sim 1090$, se propagent librement. Il n'y a alors plus que la gravitation qui affecte la distribution de chaque espèce.** La surdensité de matière noire à $R = 0$, qui a continué de croître, attire les baryons par effet gravitationnel. Cependant, la surdensité de baryon à $R \sim 150\text{Mpc}$ produit aussi un puit de potentiel, dans lequel la matière noire alentour tombe progressivement. Cette distance d'environ 150Mpc est appelée *horizon acoustique* : c'est la distance que l'onde sonore a pu parcourir avant d'être gelée. L'horizon acoustique vaut

$$r_d = \int_{z_{drag}}^{\infty} \frac{c_s}{H(z)} dz, \quad (1.49)$$

et sa valeur mesurée par ?? est $r_d = (99,16 \pm 0,20) h^{-1} \text{Mpc}$.

Ce processus a laissé des traces dans la distribution de matière à grande échelle : à chaque surdensité primordiale est associée une sphère de surdensité de rayon comobile 150Mpc . Il y a donc un excès de probabilité de trouver deux traceurs de densité de matière, comme par exemple des galaxies, séparés par une distance comobile d'environ 150Mpc . Cet excès est traduit par le pic BAO présent dans la fonction de corrélation de la matière, montrée sur la figure ??

4.2 Mesurer l'échelle BAO

Comme nous allons le voir dans ce qui suit, les analyses BAO ne mesurent pas directement l'échelle BAO, r_d . En astronomie extragalactique, les observations ne permettent pas de mesurer des distances. Les informations auxquelles l'observateur a accès sont des différences de vitesse le long de la ligne de visée, via l'observation des spectres, ainsi que des angles, via les projections sur la sphère céleste. Nous considérons le schéma ??, où l'observateur identifie une surdensité primordiale et l'horizon acoustique qui lui correspond, via l'observation de galaxies. Le cercle bleu représente l'horizon acoustique, et le point O la surdensité primordiale. Grâce aux galaxies situées en O , A et D , l'observateur a accès à deux informations : l'angle $\theta_{BAO}(z)$ séparant O et A , et la différence de redshift Δz_{BAO} entre O et D . Comme décrit dans le paragraphe sur les distances, l'angle $\theta_{BAO}(z)$ est relié à la distance comobile transverse $D_M(z)$ par

$$\theta_{BAO}(z) = \frac{r_d}{D_M(z)}. \quad (1.50)$$

Ainsi, dans la direction transverse à la direction d'observation, l'observateur mesure le rapport $D_M(z)/r_d$. Le long de la ligne de visée, l'observateur peut comparer les spectres des galaxies en O et en D , et déduire la différence de redshift Δz_{BAO} qui existe entre les deux, due à la distance r_d qui les sépare. La différence de redshift est proportionnelle à la différence de vitesse $\Delta v_{BAO}(z)$, qui s'exprime grâce à la loi de Hubble comme

$$\Delta z = \frac{\Delta v_{BAO}(z)}{c} = \frac{H(z)r_d}{c}, \quad (1.51)$$

1. A cause de la grande assymétrie entre le nombre de baryons et le nombre de photons $n_b/n_\gamma \sim 10^{-9}$, les photons se découpent des baryons avant que ces derniers ne se découpent des photons.

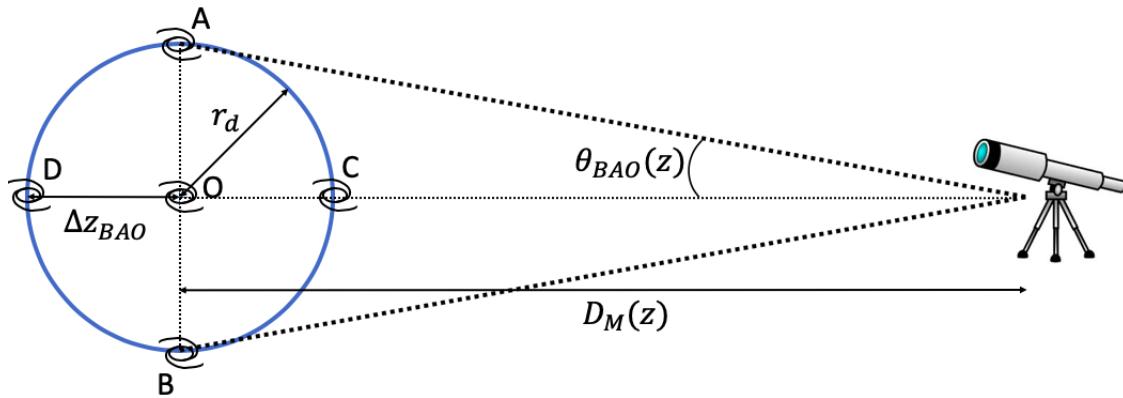


FIGURE 1.10 – Schéma illustratif des distances mises en jeu dans la mesure de l'échelle BAO. L'observateur est représenté par le télescope, à droite. L'horizon acoustique est représenté par le cercle bleu, centré en O . Des galaxies sont disposées en A , B , C , D et O , comme exemple de traceur de la matière. L'angle sous lequel l'observateur identifie l'échelle BAO OA est $\theta_{BAO}(z)$. La distance comobile qui relie l'observateur à la surdensité centrale O est $D_M(z)$. Enfin, la différence de redshift entre les objets situés en O et en D est Δz_{BAO} .

et est donc reliée à la distance de Hubble $D_H(z)$ par :

$$\Delta z = \frac{r_d}{D_H(z)}. \quad (1.52)$$

Les deux informations accessibles et pertinentes pour les analyses BAO sont donc les quantités $D_M(z)/r_d$ et $D_H(z)/r_d$. Comme dans beaucoup d'analyses cosmologiques, les analyses BAO nécessitent de supposer une cosmologie, afin notamment de transformer les angles et différences de redshift en distance. Ces analyses ne mesurent alors pas directement les rapports $D_M(z)/r_d$ et $D_H(z)/r_d$ mais leur déviation par rapport à la cosmologie de référence utilisée dans l'analyse, que l'on nomme *cosmologie fiduciale*. Il est donc coutume de définir les quantités α_{\parallel} et α_{\perp} comme

$$\alpha_{\parallel}(z) = \frac{D_H(z)/r_d}{(D_H(z)/r_d)_{fiduciale}}, \quad (1.53)$$

$$\alpha_{\perp}(z) = \frac{D_M(z)/r_d}{(D_M(z)/r_d)_{fiduciale}}, \quad (1.54)$$

qui valent 1 si la cosmologie observée est la même que la cosmologie fiduciale.

4.3 Contraintes cosmologiques

Indépendamment d'autres sondes cosmologiques, telles le CMB ou les supernovae, les BAO permettent de mesurer les rapports $D_M(z)/r_d$ et $D_H(z)/r_d$. Ces rapports sont reliés aux paramètres cosmologiques par

$$D_H(z)/r_d = \frac{1}{H_0 E(z) r_d}, \quad (1.55)$$

$$D_M(z)/r_d = \frac{1}{H_0 E(z) r_d} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}, \quad (1.56)$$

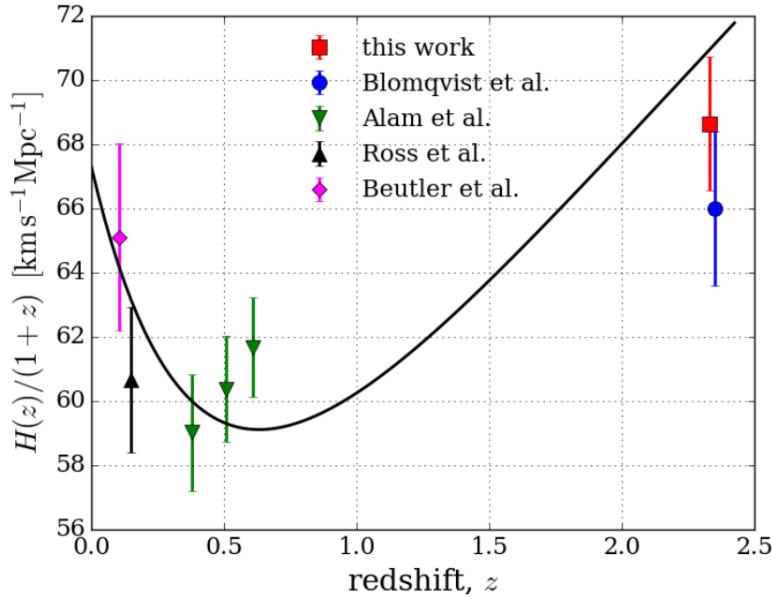


FIGURE 1.11 – Mesure de $H(z)/(1+z)$ à l'aide des BAO. Les points roses [?], noirs [?] et verts [?] présentent les mesures faites avec des galaxies. Le point rouge donne la mesure faite avec l'auto-corrélation du Ly α [?] et le point bleu la mesure faite avec la corrélation croisée Ly α -QSO [?]. La ligne noire montre la valeur donnée par la cosmologie de Planck [?]. Crédits : [?]

où $E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda + 1 - \Omega_{total}}$.

Ainsi, sans faire de supposition sur le modèle cosmologique, comme par exemple la platitude, les BAO permettent de contraindre les paramètres $(\Omega_m, \Omega_\Lambda, H_0 r_d)$ du modèle $(\Lambda)\text{CDM}$. #prov rajouter autre chose ? Montrer un plot omega m / omega lambda ? Mettre un plot qui montre $H(z) / (1+z)$ (deceleration puis acceleration etc etc)

5 Traceurs de la matière

Jusqu'à maintenant, nous avons beaucoup mentionné la fonction de corrélation et le spectre de puissance de la matière. Pourtant, en pratique, ceux-ci ne sont pas directement accessibles. En effet, la matière est constituée à 85 % de matière noire qui, par définition, n'est pas visible. La seule matière observable est la matière baryonique, via l'observation de traceurs. Du fait de la nature de ces traceurs, le champ de matière sondé diffère du champ de matière total sous-jacent, et par conséquent, la fonction de corrélation obtenue à l'aide de ces traceurs n'est pas la fonction de corrélation de la matière. Dans cette section, nous décrivons les différents traceurs utilisés dans l'analyse présentée dans ce manuscrit, et comment, à l'aide de leur fonction de corrélation, déduire la fonction de corrélation de la matière.

5.1 Traceur et biais

Le moyen le plus évident auquel nous pouvons penser pour sonder la matière est l'observation de la matière baryonique via la lumière qu'elle émet. Les étoiles en sont un bon exemple. La lumière qu'elles émettent nous permet de les localiser dans notre galaxies, à la différence des planètes qui sont quasiment invisibles. C'est notamment grâce à la lumière émise par les milliards d'étoiles présentes dans

les galaxies que nous pouvons observer ces dernières. Mais ceci présente un défaut : la distribution que tracent les étoiles ou les galaxies n'est pas la distribution de matière sous-jacente.

Prenons un exemple. Supposons que nous voulons reconstruire la distribution de la matière dans une région de l'espace. Pour ce faire, nous observons toutes les galaxies, que nous supposons identiques, dans cette région. **Les galaxies, comme tous les objets effondrés, se forment dans les endroits les plus denses de l'univers. En dessous d'un seuil de densité, les galaxies ne peuvent se former. Ainsi, sonder la distribution de matière via l'observation des galaxies nous fait manquer toute la distribution de matière pour laquelle ρ est inférieur à ce seuil.** La distribution reconstruite sera donc plus structuré que la distribution sous-jacente. Ce phénomène est décrit par ce qu'on nomme le *biais*. Le biais $b_i(z)$ du traceur i au redshift z est défini par

$$\delta_i(\vec{r}, z) = b_i(z) \delta_{\text{matière}}(\vec{r}, z), \quad (1.57)$$

où δ_i est le contraste de densité du traceur i , et $\delta_{\text{matière}}$ le contraste de densité de la distribution de matière sous-jacente. Cette expression est valable uniquement aux grandes échelles, pour $r \gtrsim 15 h^{-1} \text{ Mpc}$. Le biais relie donc les fluctuations de densité du traceur i , aux fluctuations de densité de la matière. Pour les objets compacts, telles les galaxies, le biais est supérieur à 1. Plus le traceur se forme dans des régions denses, et plus le biais est grand. Ainsi, grâce à la relation précédente, nous pouvons relier la fonction de corrélation du traceur i à celle de la matière par

$$\xi_i(r, z) = b_i^2(z) \xi_{\text{matière}}(r, z), \quad (1.58)$$

ce qui nous permet de sonder indirectement la fonction de corrélation de la matière ainsi que de mesurer le biais du traceur utilisé. La fonction de corrélation associée au traceur i est amplifiée par un facteur b_i^2 . Il est donc avantageux de choisir un traceur avec un biais important, afin d'obtenir une fonction de corrélation avec une amplitude importante, et ainsi un rapport signal sur bruit plus grand. **La première détection des BAO a ainsi été faite avec les LRG (des galaxies rouges) dont la mesure du biais donne $b_{LRG} \sim 2$ [?].**

5.2 Distorsions dans l'espace des redshifts

Afin de construire la fonction de corrélation du traceur i , il est nécessaire de connaître le redshift de chaque traceur. Dans le cas des traceurs booléens, comme par exemple les galaxies, le redshift est obtenu en mesurant le spectre de l'objet, puis en comparant les longueurs d'onde des raies d'émission présentes dans le spectre aux longueurs d'onde mesurées en laboratoire. Le redshift mesuré est donc le suivant :

$$z_{\text{mesure}} = z_{\text{vrai}} + \Delta z_v + \delta z_{\text{sys}} + \delta z_{\text{stat}}, \quad (1.59)$$

où z_{mesure} est le redshift mesuré, δz_{sys} et δz_{stat} sont les erreurs statistiques et systématiques sur la mesure du redshift, z_{vrai} est le vrai redshift, inaccessible, et Δz_v et le redshift induit par la vitesse particulière du traceur. En effet, en plus de leur vitesse de récession due à l'expansion, les objets peuvent posséder une vitesse, dite particulière, induite par le champ de gravitation environnant. Ainsi, en plus du redshift cosmologique, l'effet Doppler vient s'ajouter à la mesure du redshift. Ces deux effets sont

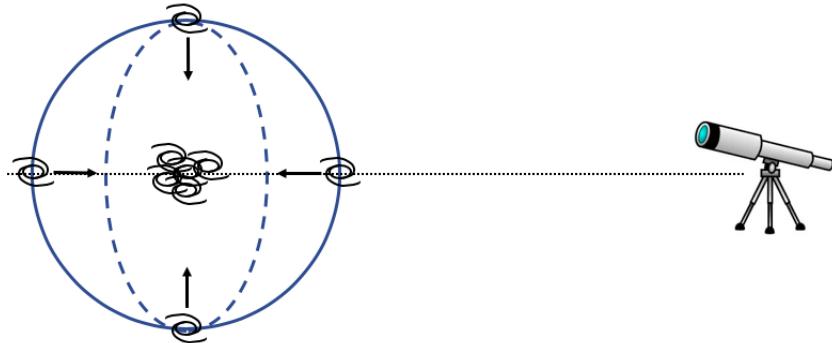


FIGURE 1.12 – Schéma explicatif des distorsions dans l'espace des redshifts. L'observateur est représenté à droite par le télescope. Le cercle bleu en trait plein indique une distribution de matière circulaire dans l'espace réel. Quatre galaxies sont placées sur cette distribution. Au centre ce trouve une surdensité, représenté par un amas de galaxies. Le puit de potentiel créé par cette surdensité attire les galaxies par effet gravitationnel. La vitesse particulière de chaque galaxie est indiquée par une flèche noire. A cause de ces vitesses particulières, le redshift observé des galaxies n'est pas leur redshift cosmologique. Ainsi, la distribution reconstruire n'est pas circulaire, mais aplatie selon la direction de la ligne de visée. Cette distribution, dans l'espace des redshifts, est indiquée par une ligne tiretée bleue.

indiscernables. Cependant, la vitesse particulière du traceur est corrélée avec le champ de matière sous-jacent : les traceurs ont tendance à se déplacer vers les surdensités, par effet gravitationnel. La figure 1.12 illustre la situation : au centre se trouve une surdensité, représentée par un amas de galaxies. Quatre galaxies se trouvent autour de cette surdensité, leur vitesse particulière est représentée par une flèche noire, qui est dirigée vers le centre à cause du puit de potentiel créé par la surdensité. La galaxie se trouvant derrière cette surdensité se déplace donc vers l'observateur, son redshift mesuré est ainsi plus petit que son redshift cosmologique. Similairement, la galaxie se trouvant devant la surdensité est reconstruite avec une redshift plus grande. Les objets se déplaçant perpendiculairement à la ligne de visée ne sont pas affectés. La ligne en pointillés bleu indique la distribution reconstruite dans l'espace des redshifts : cette distribution n'est plus circulaire, elle est aplatie selon la direction de la ligne de visée. Cette effet est appelé *RSD* (Redshift Space Distortions), ou *distorsions dans l'espace des redshifts*.

Ces distorsions résultent d'un effet gravitationnel : les traceurs acquièrent leur vitesse en tombant dans les trous de potentiel créés par les surdensités. L'effet peut donc être modélisé. La formule de Kaiser [?] relie le contraste de densité $\delta^s(\vec{k})$ dans l'espace des redshifts au contraste de densité $\delta(\vec{k})$ dans l'espace réel

$$\delta^s(\vec{k}, z) = (1 + f(z)\mu_k^2)\delta(\vec{k}, z), \quad (1.60)$$

où $f = \frac{d\ln G}{d\ln a}$ est le taux de croissance, et $\mu_k = \frac{\vec{k} \cdot \vec{u}}{k}$, où \vec{u} est la direction de la ligne de visée. Le vecteur \vec{k} peut être décomposé comme $\vec{k} = k_{\parallel}\vec{u} + \vec{k}_{\perp}$, où \vec{k}_{\perp} est perpendiculaire à la ligne de visée. La quantité μ_k vaut alors k_{\parallel}/k . Lorsque le champ de matière est sondé dans l'espace des redshifts à l'aide d'un traceur i , l'équation précédente devient

$$\delta_i^s(\vec{k}, z) = (b_i(z) + f(z)\mu_k^2)\delta_{matière}(\vec{k}, z). \quad (1.61)$$

De cette équation, nous déduisons la relation entre le spectre de puissance P_i^s du traceur i dans l'espace des redshifts et le spectre de puissance de la matière :

$$P_i^s(k, \mu_k, z) = b_i^2(z)(1 + \beta_i(z)\mu_k^2)^2 P_{matière}(k, z), \quad (1.62)$$

où $\beta_i = f/b_i$ est le paramètre RSD du traceur i . Du fait de l'isotropie dans la direction transverse à la ligne de visée, P_i^s ne dépend que de la norme de \vec{k}_\perp . Il en va de même pour le vecteur \vec{r} , qui est décomposé en $\vec{r} = r_\parallel \vec{u} + \vec{r}_\perp$. Nous avons alors $\mu = r_\parallel/r$, et la fonction de corrélation ξ_i^s ne dépend que de r_\parallel et de la norme de \vec{r}_\perp . Son expression, que nous ne donnons pas ici, est calculée dans [?].

L'analyse de la fonction de corrélation selon r_\parallel et r_\perp permet donc non seulement de mener une analyse BAO : mesurer la position du pic afin de déduire les quantités D_H/r_d et D_M/r_d , mais aussi de mener une analyse dite RSD : mesurer $\xi_i^s(r_\parallel, r_\perp)$ afin de déduire b_i et β_i et ainsi mesurer f . Le taux de croissance f est une prédiction de la relativité générale, il vaut $f = \Omega_m^{0,55}$. La mesure de f est donc un test direct de la relativité générale. (#prov nécessite une source ? Besoin de détailler plus les analyses RSD ? Parler de sigma8 ?)

5.3 Les quasars

Les quasars, pour *quasi - star*, sont les objets les plus lumineux de l'univers. Ils font partie des noyaux actifs de galaxie, abrégées AGN (*Active galactic nuclei*). Ces galaxies hébergent en leur centre un trou noir supermassif, de quelques millions à plusieurs milliards de masses solaires. La figure 1.13 schématise le noyau actif. Le trou noir supermassif, au centre, accélère la matière environnante. Sous forme d'un disque, cette dernière s'échauffe en tombant et rayonne énormément d'énergie, dans toutes les longueurs d'ondes. Selon les cas, et souvent par cycle, le noyau actif peut émettre de puissants jets de matière ultra-relativiste. La figure 1.14 montre de tels jets. Ces jets, d'une taille de plus de $200 h^{-1}$ kpc, sont principalement constitués de noyaux ionisés, d'électrons et de positrons, éjectés à une vitesse proche de celle de la lumière. Ces phénomènes font parti des plus énergétiques de l'univers. Selon l'orientation du disque par rapport à l'observateur, le noyau actif est dénommé différemment. Lorsque nous observons le disque par une direction proche de la tranche, le tore constitué de poussière qui l'entoure, obstrue la lumière. Le noyau actif nous apparaît alors moins brillant, il est classé comme une galaxie *Seyfert*. Lorsque nous observons le disque de face, la lumière n'est pas obstruée, et le noyau actif est alors beaucoup plus brillant. Ces objets sont désignés en tant que *quasar* ou *QSO* (*Quasi Stellar Object*). Lorsque le jet pointe directement vers la terre, l'objet est classifié comme *blazar*.

La grande luminosité des quasars les rend observables à très grand redshift, et permet d'obtenir des spectres avec un bon rapport signal sur bruit à moindre coût. L'obtention du spectre de ces objets est nécessaire pour déterminer leur redshift avec précision. La figure 1.15 présente le spectre d'un quasar avec un grand rapport signal sur bruit. Ce spectre présente un certain nombre de raies d'émission, parmi lesquelles figurent la raie Lyman- α (Ly α) qui est la plus intense, ainsi que la raie Lyman- β (Ly β), ou encore les raies associées au silicium ou au carbon. Les différentes raies sont référencées dans le tableau 1.2. La détermination du redshift du quasar passe par l'identification d'un certain nombre de ces raies.

Les quasars sont donc des objets idéaux pour construire un relevé spectroscopique étendu et à grand

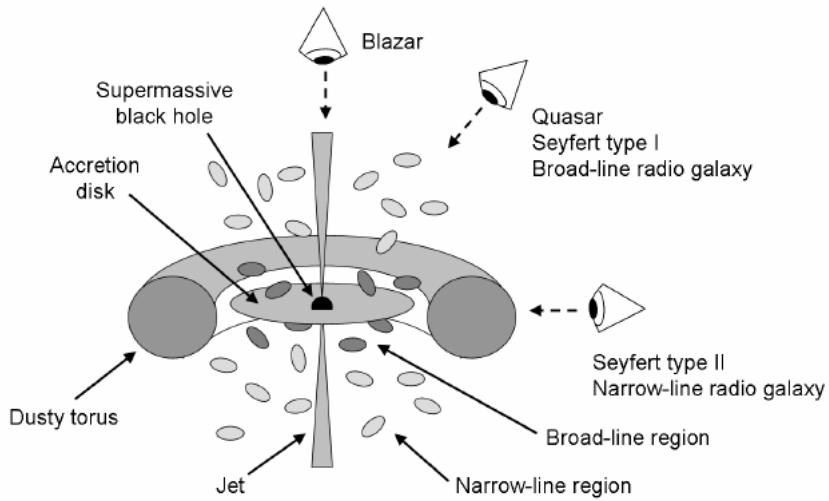


FIGURE 1.13 – Schéma explicatif d'un noyau actif de galaxie. Le trou noir supermassif central est entouré d'un disque d'accrétion. Ce disque d'accrétion, en tombant, s'échauffe et émet puissamment dans toutes les longueurs d'onde. Des jets peuvent se former, et éjectent de la matière ultra-relativiste. Un tore, constitué de poussière entoure le disque. Lorsque ce tore obstrue la lumière qui atteint l'observateur, l'objet apparaît moins brillant et est classé en tant que galaxie Seyfert. Sinon, l'objet est dénommé quasar. Lorsque le jet pointe directement vers l'observateur, l'objet est appelé blazar

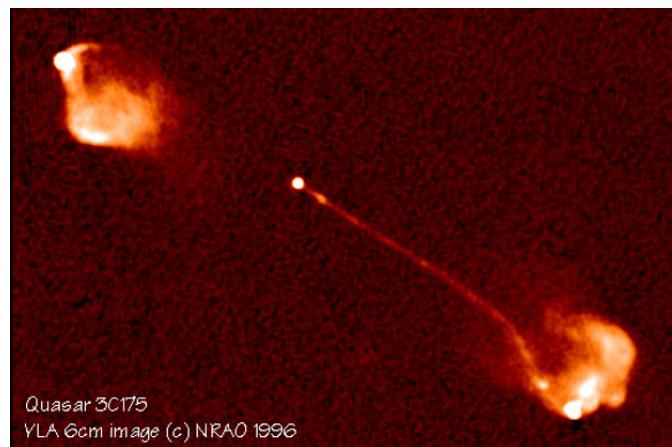


FIGURE 1.14 – Image radio du quasar 3C 175 prise avec le VLA. Les deux jets ultra-relativistes visibles ont une taille d'environ $212 h^{-1}$ kpc. Crédits : [?]

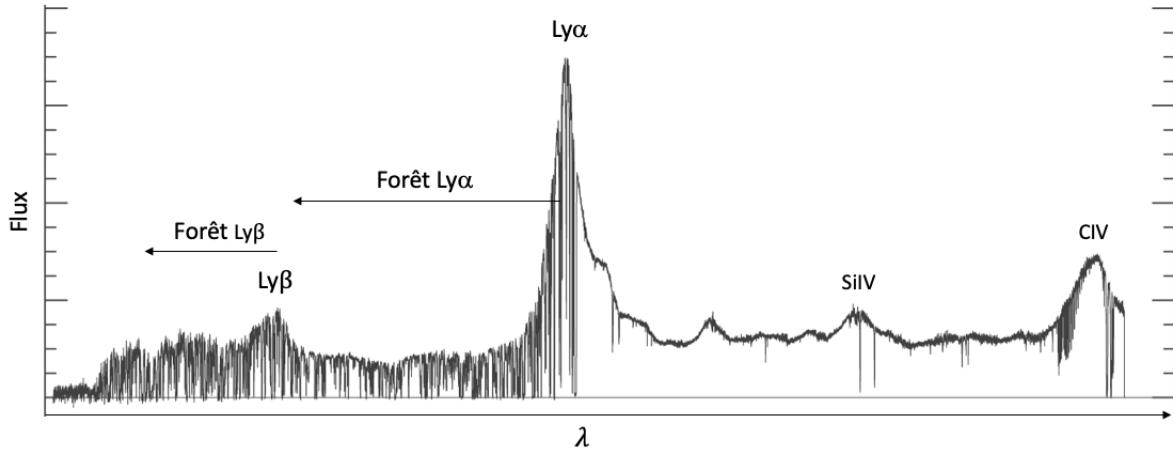


FIGURE 1.15 – Spectre d'un quasar à $z = 3.5$ possédant un grand rapport signal sur bruit. Un certain nombre de raies d'émission est visible, ainsi que leur forêt associée.

TABLE 1.2 – Liste non exhaustive des principales raies d'émissions présentes dans les spectres des quasars observés par eBOSS. La 3^e colonne donne la longueur d'onde de la raie dans le référentiel propre du quasar. #prov changer les raies : mettre celle visible dans le spectre que j'aurai choisi de montrer, et trier par ordre croissant de lambda

Raie	Notation	$\lambda_{RF}[\text{\AA}]$
Lyman- β	Ly β	1025,72
Lyman- α	Ly α	1215,67
Silicium II	SiII(1190)	1190,4158
Silicium II	SiII(1193)	1193,2897
Silicium III	SiIII(1207)	1206,500
Silicium III	SiIII(1260)	1260,4221
Carbon IV	CIV(1548)	1548,2049
Carbon IV	CIV(1551)	1550,778 45

redshift, et ainsi sonder l'échelle BAO sur un grand volume d'univers. Cependant, comme expliqué précédemment, les quasars sont des objets qui se forment dans des environnements très dense. C'est donc un traceur très biaisé. Le biais des quasars est mesuré par [?] et vaut

$$b_{QSO}(z) = (0.53 \pm 0.19) + (0.289 \pm 0.035)(1+z)^2, \quad (1.63)$$

ou Laurent et al (ce qu'il y a dans les mocks) :

$$b_{QSO}(z) = 3.7 \left(\frac{1+z}{1+2.33} \right)^{1.7}, \quad (1.64)$$

ou ce qu'il y a dans picca (et dans le papier DR16) :

$$b_{QSO}(z) = 3.77 \left(\frac{1+z}{3.334} \right)^{1.44}. \quad (1.65)$$

Le paramètre RSD des quasars est donné par $\beta_{QSO} = f/b_{QSO}$. En bonne approximation, pour $z > 2$, $f = \Omega_m \sim 1$.

Montrer des plots de $b(z)$ et $\beta(z)$ pour les QSO ? avec les données ?

5.4 La forêt Ly α

Comme expliqué précédemment, le spectre des quasars possède une raie d'émission très intense : la raie Ly α . Cette raie résulte de la désexcitation des atomes d'hydrogène. Découverte par le physicien Theodore Lyman au début du XX^e siècle, la série de Lyman regroupe les transitions électroniques des états excités de l'atome d'hydrogène vers son état fondamental. Dans son état fondamental, l'électron se trouve sur la couche électronique la plus proche du noyau, il possède un nombre quantique principal $n = 1$. Dans un état excité, l'électron se trouve sur une couche externe et $n > 1$. Dans une telle configuration, l'atome d'hydrogène n'est pas stable, il tend à réduire son énergie. L'électron passe alors de la couche électronique sur laquelle il se trouve à une couche électronique de plus basse énergie, pour laquelle le nombre quantique principal est plus faible. La série de Lyman correspond aux transitions pour lesquelles la couche électronique finale est la couche fondamentale $n = 1$. Plus l'électron se trouvait initialement sur une couche éloignée du noyau, et plus la transition est énergétique. La raie Ly α correspond à la transition la moins énergétique : de $n = 2$ à $n = 1$. La raie Ly β est la seconde moins énergétique : de $n = 3$ à $n = 1$. S'en suivent les autres transitions pour $n > 3$.

Du fait de l'abondance de l'hydrogène neutre dans le disque d'accrétion, les quasars possèdent une raie Ly α très intense. Ainsi, en plus de la position de chaque quasar observé, nous pouvons utiliser la raie Ly α pour obtenir davantage d'informations sur la distribution de matière à grande échelle. En effet, cette raie peut être utilisée pour tracer la matière le long de la ligne de visée de chaque quasar. Nous décrivons dans les lignes qui suivent comment utiliser la raie Ly α comme traceur. La figure 1.16 schématise la situation. Un quasar, situé à un redshift z_{QSO} émet de la lumière jusqu'à un observateur situé sur terre, à $z = 0$. Trois absorbeurs sont disposés le long de la ligne de visée, à des redshifts z_1 , z_2 et z_3 . Ils représentent les structures à grande échelle de l'univers. L'hydrogène neutre et non excité qui constitue ces absorbeurs peut absorber les photons issus du quasar. Nous supposons que ces

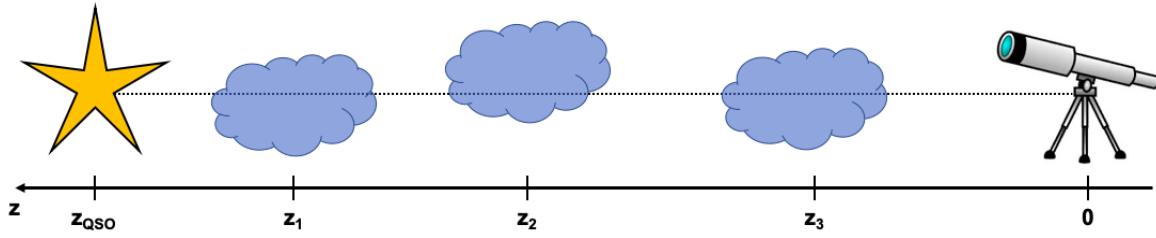


FIGURE 1.16 – blabla

absorbeurs absorbent uniquement en Ly α : les photons possédant une longueur d'onde $\lambda_{RF} = 1215,67\text{\AA}$ dans le référentiel de l'absorbeur sont absorbés par l'hydrogène neutre et leur électron effectuent une transition électronique de la couche $n = 1$ à $n = 2$. Plus l'absorbeur est dense, plus le nombre de photons absorbés est important. Considérons à présent l'absorbeur 1. L'absorption Ly α s'effectue dans son référentiel à $\lambda_{RF-1} = 1215,67\text{\AA}$, ce qui correspond, dans le référentiel de l'observateur, à $\lambda_{obs} = 1215,67(1+z_1)\text{\AA}$. De plus, la longueur d'onde correspondant à la raie d'émission du Ly α du quasar dans le référentiel de l'observateur est $\lambda_{obs} = 1215,67(1+z_{QSO})\text{\AA}$. Ainsi, comme $z_1 < z_{QSO}$, l'observateur identifie une raie d'absorption à une longueur d'onde plus faible que la raie d'émission Ly α dans le spectre du quasar. Il en est de même pour le 2nd et 3^e absorbeur : le spectre observé présente une raie d'absorption à $\lambda_{obs} = 1215,67(1+z_2)$ et à $\lambda_{obs} = 1215,67(1+z_3)\text{\AA}$. Le mécanisme se généralise pour tous les absorbeurs présents le long de la ligne de visée. Chaque absorbeur crée une raie d'absorption, à une longueur d'onde plus faible que la raie d'émission Ly α . Ainsi, la région du spectre à gauche de la raie Ly α contient toute une série de raies d'absorption. Cette région s'appelle la forêt Ly α . Elle est visible sur la figure 1.15. Ce même processus est à l'oeuvre pour la raie Ly β , et pour toutes les autres raies d'émission présentes dans le spectre. Cependant, il est beaucoup plus marqué pour la forêt Ly α , grâce à l'intensité de la raie d'émission associée.

L'absorption Ly α peut donc être utilisée afin de tracer la matière à grande échelle. Contrairement aux quasars et aux galaxies, qui sont des objets ponctuels et donc des traceurs booléens, la forêt Ly α est un traceur continu. En effet, chaque absorbeur le long de la ligne de visée produit une raie d'absorption, dont l'intensité dépend de la densité de l'absorbeur. Ainsi, en plus de nous renseigner sur la distribution spatiale de la matière, chaque absorbeur nous renseigne sur la quantité de matière présente en chaque point sondé. Considérons un absorbeur très fin, de largeur dl , à un redshift z_{abs} . Le flux absorbé dF par cet absorbeur est reliée à la densité d'hydrogène neutre n_{HI} par la relation

$$dF = n_{HI}\sigma_{Ly\alpha}Fd\ell, \quad (1.66)$$

où $\sigma_{Ly\alpha}$ est la section efficace de la transition Ly α , et F le flux émis par le quasar source. La fraction de flux transmis est alors donnée par

$$\frac{dF}{F} = -n_{HI}\sigma_{Ly\alpha}dl. \quad (1.67)$$

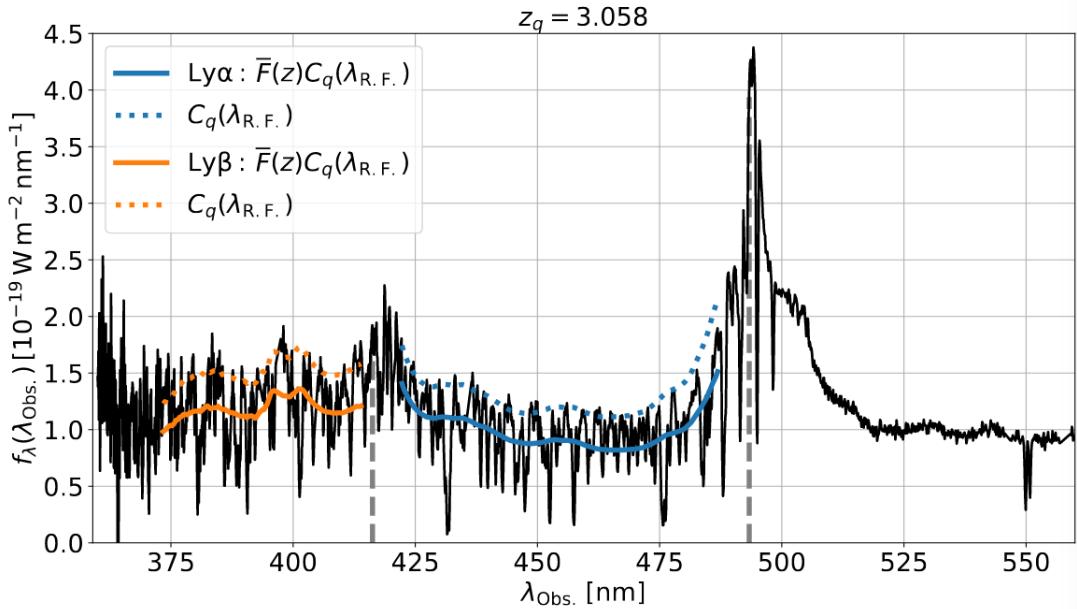


FIGURE 1.17 – Spectre d’un quasar eBOSS à haut rapport signal sur bruit. Le quasar se trouve à un redshift $z = 3.058$. Les pointillés gris à droite indique la raie Ly α , et celle de gauche la raie Ly β . Les lignes continues donnent les deux meilleurs ajustements indépendants de $C_q(\lambda_{RF})\bar{F}(z)$ (le continu du spectre sans absorption multiplié par l’absorption moyenne à ce redshift) pour la forêt Ly α (bleu) et Ly β (orange). Les lignes continues donnent le continu $C_q(\lambda_{RF})$ en supposant $\bar{F}(z)$ mesuré par [?], pour la forêt Ly α et Ly β . L’identifiant du quasar est Thing_id = 498518806. Crédits : [?]

En intégrant cette équation, nous obtenons

$$F = \exp(-\tau), \quad (1.68)$$

où

$$\tau = \sigma_{\text{Ly}\alpha} \int n_{HI} dl \quad (1.69)$$

est la profondeur optique de l’absorbeur. Plus l’absorbeur est dense, plus la profondeur optique τ est importante et plus la fraction de flux transmis F est faible. Lorsque tout le flux est absorbé, $F = 0$. A l’inverse, lorsque le flux n’est pas absorbé, $F = 1$.

La fraction de flux transmis F est notre observable. Nous définissons donc le contraste de densité du Ly α à partir de celle-ci :

$$\delta_{\text{Ly}\alpha}(z) = \frac{F}{\bar{F}(z)} - 1, \quad (1.70)$$

où \bar{F} est la transmission moyenne au redshift z .

Du fait que le contraste du Ly α soit défini en fonction de l’absorption observée (moins il y a de lumière, plus il y a de matière), le biais $b_{\text{Ly}\alpha}$ qui relie $\delta_{\text{Ly}\alpha}$ à $\delta_{\text{matière}}$ est négatif. De plus, étant donné que la forêt Ly α sonde l’hydrogène neutre du milieu intergalactique, composé de gaz très peu dense, les fluctuations de densité de matière associées sont faibles. Ainsi, à la différence des traceurs ponctuels tels les quasars ou les galaxies, le biais du Ly α est très faible. Cependant, pour chaque spectre de

quasar observé, la forêt Ly α fournit un grand nombre de raies d'absorption, qui chacune trace la distribution de matière. Ceci augmente énormément la statistique et compense ce biais très faible. Nous ne donnons pas ici le biais du Ly α , ni son paramètre RSD $\beta_{\text{Ly}\alpha}$, car leur mesure est donnée dans la partie #prov ref. Nous mentionnons cependant un point important concernant les RSD du Ly α . L'équation 1.60 est déterminée en utilisant la conservation du contraste δ entre l'espace réel et l'espace des redshifts. Mais ce n'est pas le cas du contraste $\delta_{\text{Ly}\alpha}$. En passant de l'espace réel à l'espace des redshifts, le Ly α , tout comme les traceurs booléens, est reconstruit plus proche des surdensités. Cependant, les vitesses particulières responsables de cet effet modifient aussi la densité du traceur, et ainsi la quantité de flux absorbé. De fait, le contraste $\delta_{\text{Ly}\alpha}$ n'est pas conservé. Nous pouvons tout de même définir le paramètre RSD du Ly α comme

$$\delta_{\text{Ly}\alpha}^s(\vec{k}, z) = b_{\text{Ly}\alpha}(z)(1 + \beta_{\text{Ly}\alpha}(z)\mu^2)\delta_{\text{matière}}(\vec{k}, z). \quad (1.71)$$

Mais, dans ce cas, $\beta_{\text{Ly}\alpha} \neq f/b_{\text{Ly}\alpha}$.

La forêt Ly α est donc une observable très avantageuse. Elle permet de sonder les contrastes de densité faibles en traçant le milieu intergalactique diffus. Elle permet aussi de sonder l'univers à grands redshifts grâce à la grande luminosité des quasars. De plus, chaque spectre de quasar fournit un grand nombre de pixels d'absorption Ly α . Enfin, le relevé spectroscopique de quasar Ly α ne requiert pas d'être homogène, contrairement aux traceurs booléens. En effet, comme le Ly α est sensible à la densité, via l'observation du flux transmis, il est possible de construire un contraste (équation 1.70) similaire au contraste de densité de la matière (équation 1.39). Ce n'est pas le cas des traceurs booléens car ces derniers ne renseignent pas sur la densité sondée. Les analyses BAO et RSD qui utilisent ces traceurs construisent alors la fonction de corrélation différemment, en ayant recours à l'estimateur de Landy-Szalay. Cette estimateur compare la distribution de traceurs observés à une distribution aléatoire. Il est donc important d'avoir un échantillon de traceur homogène.

5.5 Les contaminants

Le Ly α n'est pas le seul absorbeur présent dans le spectre des quasars. D'autres espèces peuvent être présentes le long de la ligne de visée, et ainsi causer de l'absorption. Par abus de langage, les métaux désignent les éléments qui possèdent un numéro atomique supérieur à 2. A la différence de l'hydrogène qui est d'origine primordiale¹, les métaux sont formés par les étoiles, puis sont dispersés via l'explosion des supernovae. Les métaux sont donc trouvés proches des environnements qui forment des étoiles : les galaxies.

Comme expliqué dans la section précédente, chaque absorption observée dans la forêt Ly α est supposée être causée par un absorbeur Ly α . Cependant, rien ne nous garanti que l'absorption observée n'est pas causée par un autre absorbeur, à un autre redshift. Etant donné que le champ des métaux est corrélé avec le champ d'hydrogène neutre, les raies d'absorptions des métaux sont corrélées avec celles du Ly α . Supposons la présence d'un métal à un redshift z_{met} , absorbant dans son référentiel à une longueur d'onde λ_{met} . L'absorption produite est observée à $\lambda_{\text{obs}1} = \lambda_{\text{met}}(1 + z_{\text{met}})$, mais sera

1. L'hydrogène et l'hélium sont formés durant la nucléo-synthèse primordiale.

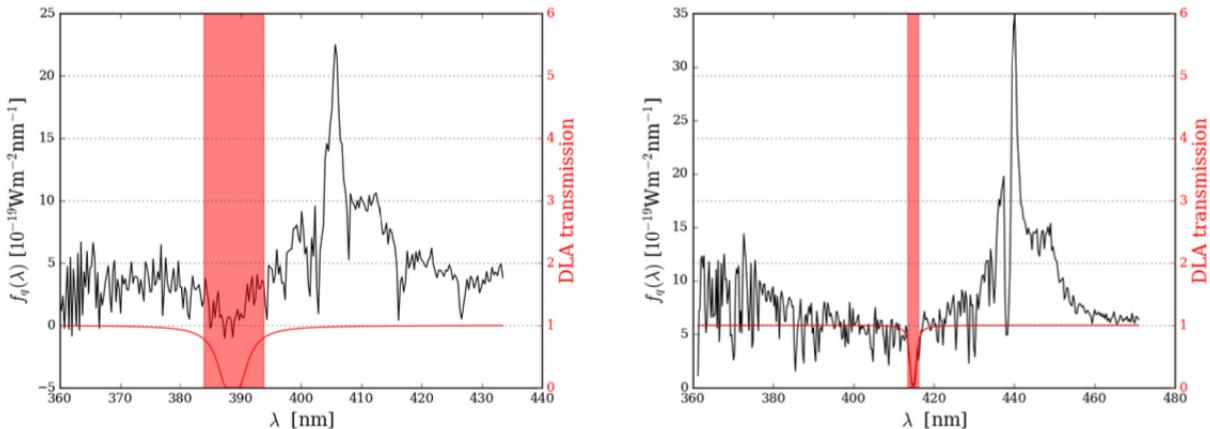


FIGURE 1.18 – La figure présente deux spectres de quasar, en noir, en fonction de la longueur d'onde observée. Chaque quasar possède un DLA. Pour chaque DLA, un profile de Voigt est ajusté. Il est montré en rouge. Les pixels pour lesquels la fraction de flux transmis est inférieure à 0,8 sont masqués. Ces pixels sont contenus dans les bandes rouges. Crédits : thèse de Victoria de Sainte Agathe.

reconstruite à un redshift $z_{abs} = \frac{\lambda_{obs1}}{\lambda_{Ly\alpha}} - 1 \neq z_{met}$. De plus, la présence d'hydrogène neutre au redshift du métal z_{met} produit aussi une absorption, à une longueur d'onde $\lambda_{obs2} = \lambda_{Ly\alpha}(1 + z_{met})$. Ainsi, à chaque raie d'absorption de métal, interprétée comme de l'absorption Ly α , est associée une autre raie d'absorption Ly α . Ceci produit une fausse corrélation le long de la ligne de visée, à une séparation caractérisée par le rapport $\lambda_{met}/\lambda_{Ly\alpha}$. Cette effet est très présent dans la fonction de corrélation à une dimension : lorsque l'on corrèle des pixels d'une même forêt, mais aussi dans la fonction de corrélation à trois dimensions le long de la ligne de visée ($r_\perp < 4 h^{-1} \text{ Mpc}$). (#prov faire référence à une figure qui montre la fonction de corrélation de DR16 ?)

Un autre contaminant présent dans la forêt Ly α sont les HCD (High Column Density). Les HCD sont des absorbeurs possédant une densité de colonne¹ supérieure à $1,6 \times 10^{17} \text{ atome/cm}^2$ [?]. Ces absorbeurs très denses produisent de très fortes absorptions. Ils correspondent à des systèmes effondrés, comme le gas présent dans ou autour des galaxies. Leur fonction de corrélation est donc beaucoup plus structurée que celle du Ly α . De plus, du fait des vitesses importantes du gas présent dans ces objets effondrés, le profile d'absorption des HCD est élargi, produisant une absorption au delà de la position physique de l'absorbeur. Ce profile d'absorption peut être modélisé par un profile de Voigt. La figure 1.18 montre le spectre d'un quasar possédant un DLA, ainsi que le profile de voigt ajusté. Les DLA sont les HCD pour lesquels la densité de colonne est supérieure à $2 \times 10^{20} \text{ atome/cm}^2$. Ces HCD sont tellement denses qu'ils peuvent être identifiés dans les spectres. Dans l'analyse ??, les DLA identifiés sont modélisés par un profile de Voigt, puis, tous les pixels pour lesquels la fraction de flux transmis est inférieure à 0,80 sont masqués. Les HCD pour lesquels la densité de colonne est inférieure à $2 \times 10^{20} \text{ atome/cm}^2$ ne sont pas identifiables. Ils ne peuvent donc pas être masqués. Cependant, ils doivent être traités différemment des absorptions moyennes du Ly α . Le traitement des HCD est détaillé dans la section ??.

1. La densité de colonne mesure la quantité de matière intégrée le long de la ligne de visée. Elle est mesurée en atome/cm².

2

Le relevé eBOSS de SDSS

Sommaire

1	Le Sloan Digital Sky Survey	38
1.1	SDSS I-II-III	38
1.2	SDSS-IV	39
2	eBOSS	40
2.1	Les traceurs de eBOSS	40
2.2	Sélection des cibles	41
2.3	Pavage du ciel	42
2.4	Phase d'observation	43
2.5	Caractéristiques techniques de l'instrument	43
Le télescope	43	
La caméra	44	
Le spectrographe	46	
Les performances	48	
2.6	Résultats	48
3	DESI	49

1 Le Sloan Digital Sky Survey

Le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) est né dans les années 1990 de l’ambition de réaliser un relevé spectroscopique à la fois profond et étendu dans le but d’étudier, entre autres, la structuration de l’univers à grande échelle. Cette idée a été rendue possible par l’apparition des capteurs CCD, des spectrographes à fibres optiques ainsi que par les capacités à analyser des lots de données de plus en plus grands. En 1991, la fondation Sloan décide donc d’investir dans ce projet ambitieux, permettant sa construction et lui donnant ainsi son nom. Le télescope fut construit à l’Apache Point Observatory (APO) au Nouveau Mexique, et la première lumière prise en 1998. Ce télescope capable de mesurer le spectre de centaines d’objets à la fois, générant ainsi de grandes quantités de données, a marqué une nouvelle ère, à la fois en terme de relevé cosmologique et de manière d’analyser de telles quantités de données.

1.1 SDSS I-II-III

Les deux premières générations du SDSS, SDDS-I de 2000 à 2005 puis SDSS-II de 2005 à 2008, ont produit plusieurs résultats importants.

Premièrement, un relevé photométrique multi-bandes de plus de $11\,600 \text{ deg}^2$, couvert par les filtres u , g , r , i and z ¹. Parmis ces $11\,600 \text{ deg}^2$, 7500 forment le relevé contigu appelé *the Legacy Survey*. Ce relevé photométrique a permis de sélectionner plus de 930 000 galaxies et 120 000 quasars candidats, afin d’en mesurer les spectres. Il a été rendu public lors de la septième publication de données de SDSS² et est détaillé dans [6]. Son étude a conduit à la première détection à $3,6\sigma$ des BAO [7], mesurant ainsi l’échelle BAO moyennée sur le volume, D_V , à un redshift effectif de 0,35 et avec une précision de 5 %.

Un second relevé photométrique et spectroscopique de $3\,500 \text{ deg}^2$, contenant 460 000 étoiles de notre galaxie, a été produit dans le but d’étudier la structure et la composition de la Voie Lactée. Ce relevé est nommé *SEGUE* (Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration [8]).

Enfin, le *SDSS Supernova Survey*, un relevé d’environ 250 deg^2 observé à plusieurs reprises et visant à contraindre l’expansion locale de l’univers grâce à l’étude des supernovae de type 1a, a produit un échantillon d’environ 500 SNe 1a, toutes confirmées spectroscopiquement entre $z = 0,1$ et $z = 0,4$.

Au vu du succès de SDSS-I et II, une troisième génération de SDSS débute fin 2008. Elle se compose de 4 relevés différents [9], avec le même télescope que les deux générations précédentes.

Parmi ces relevés figure *SEGUE-2*, suite du programme SEGUE. Il a produit un relevé d’étoiles de la Voie Lactée dans le but de mieux comprendre la formation et l’évolution des galaxies. Le relevé *MARVEL* (Multi Object APO Radial Velocity Exoplanet Large-ara Survey) a opéré de 2008 à 2012. Ce programme étudie les exo-planètes via deux spectrographes interférométrique de 60 fibres chacun, en mesurant la vitesse radiale d’environ 11 000 étoiles brillantes. *APOGEE-1*, pour APO Galactic Evolution Experiment 1, vise à mieux comprendre la formation et l’évolution des galaxies. Il a produit un relevé spectrométrique dans l’infra rouge de très haute résolution et très haut rapport signal sur

1. Ces filtres couvrent les longueurs d’onde allant de 400 à 1000 nm. Voir 2.4

2. SDSS DR7 : <http://www.sdss.org/dr7>

bruit d'environ 150 000 étoiles. Ce relevé ainsi que celui de SEGUE-2 jouent un rôle important dans la compréhension de la formation des galaxies et dans l'étude de la distribution de matière noire à petite échelle.

Enfin, le 4e relevé de SDSS-III est nommé *BOSS*, pour Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. Il poursuit la mesure de l'échelle BAO faite avec le Legacy Survey et inclut un nouveau traceur : la forêt Lyman alpha dans le spectre de quasars lointains. Afin d'observer un plus grand nombre d'objets et d'avoir une mesure plus précise, le spectrographe initialement présent sur SDSS a été amélioré : la gamme de longueur d'onde observée est plus grande, le diamètre des fibres a été réduit, ce qui conduit à un nombre total de 1000 fibres. Les observations commencèrent en 2009 et se terminèrent, en avance, en 2014. Le temps d'observation restant permit de mener plusieurs programmes d'observation en dark time (#prov), tel que *SEQUELS* (Sloan Extended QUasars, ELG and LRG Survey) qui a réalisé un relevé de 300 deg^2 avec le spectrographe de BOSS, afin de tester la target selection (#prov) de SDSS-IV.

BOSS mena à de nombreux résultats importants. Il produisit un relevé de plus de 1,5 million de galaxies, qui donna une mesure de l'échelle BAO avec une précision de 2,1 % à un redshift $z = 0,32$ (échantillon *LOWZ*) ainsi qu'une mesure à $z = 0,57$ avec une précision de 1,0 % (échantillon *CMASS*) [10]. L'étude du Ly α conduisit à une mesure de l'échelle BAO à un redshift effectif $z = 2,4$ avec une précision de 3 % [11]. L'ensemble des données de SDSS-III a été rendu public lors de la douzième publication de données de SDSS¹ [12].

1.2 SDSS-IV

La quatrième génération de SDSS débuta courant 2014. Elle comporte 3 programmes spectroscopiques majeurs [13], dont nous donnons une brève description ici :

- *APOGEE-2*, suite d'*APOGEE-1*, effectue de la spectroscopie stellaire grâce à un spectrographe de haute résolution dans le proche infrarouge. En plus du relevé dans le *NGC* (North Galactic Cap) mené à l'APO, le programme comporte un relevé dans le *SGC* (South Galactic Cap). Le relevé sud est produit grâce au télescope du Pont, de 2,5 mètres, situé à Las Campanas au Chili. L'objectif final est d'obtenir le spectre de plus de 400 000 étoiles dans le proche infrarouge, afin d'accéder aux régions clés de la Voie Lactée non-observable en optique, et ainsi mieux comprendre la formation et l'évolution des galaxies.
- *MaNGA* est un nouveau programme de SDSS. C'est le premier à utiliser un spectrographe de champ intégré². Contrairement aux programmes précédents qui obtenaient le spectre du centre de la galaxie cible, MaNGA va mesurer le spectre en plusieurs points répartis sur toute la surface de la galaxie observée. Ce procédé va permettre d'étudier la structure interne d'environ 10 000 galaxies proches ($z < 0,03$), en mesurant notamment les cartes 2D des vitesses et des dispersions de vitesse des étoiles, ainsi que leur métallicité.
- *eBOSS* pour Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey, est le troisième programme majeur de SDSS-IV. C'est le programme qui fournit les données de ce manuscript, il est décrit

1. SDSS DR12 : <http://www.sdss.org/dr12>

2. *integral field spectrograph* en anglais

en détail dans la section suivante ainsi que dans [14]. En plus du programme principal, eBOSS inclut deux sous-programmes : *SPIDERS* et *TDSS*.

SPIDERS étudie la nature des émissions en X. Il utilise 5 % des fibres d'eBOSS afin de viser des sources émettant en X. Ces sources sont issues principalement du relevé *ROSAT All Sky Survey* ainsi que des sources observées par le satellite *eROSITA*.

TDSS vise à comprendre la nature des sources variables. Il utilise lui aussi 5 % des fibres d'eBOSS, afin de mesurer le spectre de sources variables présentes dans le relevé *Pan-STARRS1* (PS1) ou dans l'imagerie de SDSS. Parmis les sources identifiées par PS1, environ 60 % sont des quasars, et 40 % des étoiles variables. A la fin, TDSS aura produit un relevé d'environ 200 000 spectres, jusqu'à une magnitude limite de 21.

2 eBOSS

Suite au succès de BOSS, la collaboration SDSS poursuit la mesure de l'échelle BAO avec le programme eBOSS. Celui-ci inclut deux nouveaux traceurs, afin de sonder une époque clé qui est l'époque de transition de la domination de la matière à celle de l'énergie noire. L'objectif principal est d'étendre la mesure de distance effectuée avec les galaxies de BOSS à un redshift $0,6 < z < 1$, ainsi que de faire la première mesure de clustering (#prov) à l'aide de quasars en tant que traceurs et la première mesure de l'échelle BAO à un redshift $1 < z < 2$. La précision visée sur la mesure de distance avec l'échantillon de galaxies est de 1 %, et de 2 % pour les nouveaux traceurs.

2.1 Les traceurs de eBOSS

Afin d'étendre la gamme de redshift sondée par BOSS, eBOSS inclut donc deux nouveaux traceurs : les ELG et les quasars en tant que traceurs de la matière. Auxquels s'ajoutent les traceurs déjà présents dans BOSS : les LRG et les forêts Ly α des quasars. Ces traceurs sont présentés ici :

- LRG : l'échantillon de *Luminous Red Galaxies* déjà construit lors du programme BOSS est étendu. Un minimum de 300 000 galaxies confirmées spectroscopiquement est nécessaire dans la gamme de redshift $0,6 < z < 1$ afin d'atteindre la précision de 1 % sur l'échelle BAO.
- ELG (*Emission Line Galaxies*) : ce sont des galaxies bleues formant beaucoup d'étoiles, facilement identifiables par leurs raies d'émission. Leur relevé couvre les redshifts $0,6 < z < 1,1$ et doit conduire à une mesure à 2 % de précision de l'échelle BAO. Un total de 190 000 ELG devrait constituer l'échantillon final.
- QSO : nouveaux traceurs, ils sont utilisés afin de construire un relevé spectroscopique au même titre que les LRG, mais à plus grand redshift. Ils permettent ainsi de mesurer le clustering (#prov) et l'échelle BAO dans une époque jusque là insondée ($0,9 < z < 2,2$). Cet échantillon peu dense doit mener à une mesure à 2 % sur l'échelle BAO. Du fait que ce relevé est dominé par le bruit de grenaille (*shot noise*), de futurs relevés pourront venir compléter cet échantillon et ainsi augmenter la précision statistique de la mesure.
- Ly α QSO : ces quasars sont les objets dont les spectres fournissent la forêt Ly α . Contrairement aux traceurs directs, la quantité d'information contenue dans la forêt Ly α dépend du rapport

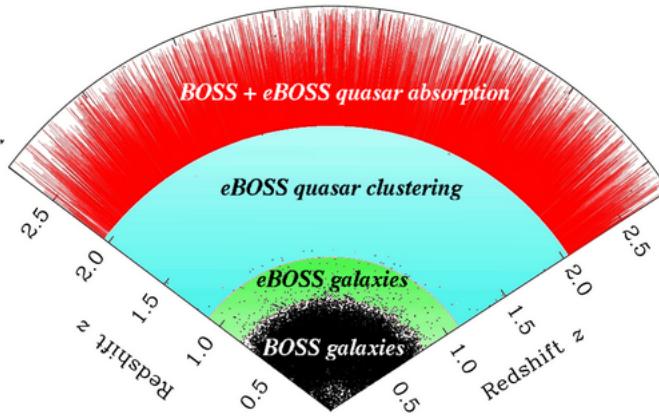


FIGURE 2.1 – Représentation des 4 différents traceurs d'eBOSS et leur répartition en redshift.

signal sur bruit. Les quasars Ly α de BOSS possédant un faible rapport signal sur bruit sont donc réobservés dans eBOSS. Le gain attendu sur le rapport signal sur bruit grâce à cette réobservation est d'environ 40 %. La densité moyenne de ces objets est de l'ordre de 8deg^{-2} . En plus de ces objets, eBOSS a observé de nouveaux quasars Ly α , avec une densité moyenne de 18deg^{-2} .

Ces 4 traceurs sont représentés sur la figure 2.1.

Le relevé produit par eBOSS contient un échantillon de LRG couvrant la gamme $0,6 < z < 1$ avec une densité de 60 cibles par deg^2 et une pureté supérieur à 80 %. L'échantillon d'ELG couvre une gamme en redshift légèrement plus haute et contient un total de 190 000 objets ($\sim 130\text{deg}^{-2}$) avec une pureté supérieur à 74 %. Les quasars utilisés pour le clustering (#prov) constituent un échantillon couvrant la gamme $0,9 < z < 2,2$ avec une densité de 90 cibles par deg^2 et une pureté supérieur à 50 %. Enfin, eBOSS fournit 60 000 nouveaux quasars Ly α ainsi que la réobservation de 60 000 quasars Ly α déjà observés avec BOSS. Pour la suite, nous nous intéresserons uniquement aux quasars Ly α , qui constituent l'ensemble des données traitées dans cette étude. Ils seront simplement désignés par quasars ou QSO.

2.2 Sélection des cibles

La sélection des cibles s'effectue sur la base du relevé photométrique réalisé par SDSS-I et II dans les bandes *ugriz* et rendu publique lors de la neuvième publication de donnée SDSS (DR9¹). Lors de la construction du catalogue de BOSS, la photométrie provenant de *UKIDSS* (UKIRT Infrared Deep Sky Survey [15]) et de *GALEX* (Galaxy Evolution Explorer [16]) a été utilisée afin de préciser la sélection des cibles. De la même manière, la photométrie de SDSS est complétée par plusieurs relevés afin de définir les nouveaux quasars à observer dans eBOSS :

- Les bandes W1 et W2 (3,4 μm et 4,6 μm) du relevé photométrique du satellite *WISE* (Wide-field Infrared Survey Explorer [17])

1. <http://www.sdss.org/dr9>

- La photométrie multi-époque de *PTF* (Palomar Transient Factory [18])
- Les données de *FIRST* (Faint Images of the Radio Sky at Twenty-Centimeters [19])

Pour BOSS, le relevé de QSO a été construit en utilisant d'une part l'algorithme **XDQSO** [20] pour l'échantillon **QSO_CORE**, ce qui a permis d'avoir un échantillon homogène, et d'autre part en incluant des QSO sélectionnés via différentes techniques afin d'augmenter au maximum la densité de quasars Ly α . Contrairement aux relevés d'objets utilisés en tant que traceurs directs pour la mesure de l'échelle BAO ou du #prov clustering, les quasars Ly α ne nécessitent pas un relevé homogène (#prov : renvoi vers l'explication). C'est pour cette raison que l'échantillon de QSO Ly α peut être complété sans se soucier de dégrader l'homogénéité. Cependant, la présence d'un échantillon homogène de quasars à grand redshift permet d'autres sciences que la mesure de l'échelle BAO. Par exemple, le papier [21] étudie l'homogénéité cosmique en utilisant l'échantillon de quasars DR12 de BOSS.

Pour eBOSS, la présence d'un échantillon de quasars à $0,9 < z < 2,2$ destiné à la fois à la mesure de l'échelle BAO et du clustering (#prov) permet de relâcher le critère d'homogénéité imposé pour BOSS sur l'échantillon **QSO_CORE** et ainsi d'augmenter le nombre de cibles. L'algorithme **XDQSO** est donc utilisé avec des paramètres moins strictes que pour BOSS, afin d'augmenter la densité de quasars Ly α . Ainsi, 6,6 nouveaux quasars par deg 2 sont ajoutés à l'échantillon de cette manière. Ensuite, les QSO de BOSS ayant un rapport signal sur bruit $0,75 < S/R < 3$ et ne comprenant pas de BAL sont réobservés. Enfin, de nouveaux quasars sont sélectionnés grâce aux données de PTF, avec une densité de $3,2 \text{deg}^{-2}$. Les catalogues FIRST fournissent eux aussi de nouveaux quasars potentiels, avec une densité de 1deg^{-2} . Ainsi, un total de total d'environ 8 QSO par deg 2 sera réobservé, accompagné d'environ 18 nouveaux quasars par deg 2 .

2.3 Pavage du ciel

Une fois que les cibles ont été sélectionnées grâce aux observations photométriques, la phase d'observation spectroscopique peut commencer. Les données sont acquises via 1000 fibres optiques insérées dans une plaque, que l'on dispose au centre du plan focal du télescope. Le processus de "pavage" [22] consiste donc à assigner chaque cible à une fibre optique dans une plaque d'observation, en minimisant le nombre de plaques nécessaires et en maximisant le nombre de cibles à observer. Cette opération est dirigée par le résultat de l'algorithme de sélection des cibles ainsi que du nombre de fibres disponibles. Afin d'observer les 9000deg^2 constituant le relevé d'eBOSS, celui-ci est divisé en environ 1800 plaques. Chaque plaque couvre une surface de 7deg^2 sur le ciel, et en moyenne, un centre de plaque est assigné tous les 5deg^2 afin d'éviter les trous dans le relevé. Étant donné le nombre d'heures allouées à eBOSS et le nombre de plaques à observer, chaque plaque est observée durant environ 1,5 heure.

Parmi les 1000 fibres disposées sur chaque plaque, 100 sont destinées aux programmes TDSS et SPIDERS et 100 fibres supplémentaires sont réservées à la calibration. Il reste donc 800 fibres par plaque destinées aux traceurs de eBOSS. Ces fibres sont assignées aux LRG et QSO. Le relevé des ELG se fait sur des plaques indépendantes. Afin de mener ce relevé, la taille du relevé des LRG et QSO est réduite de 9000 à 7500deg^2 . Ainsi 300 plaques sont rendues disponibles pour l'observation des ELG ($\sim 1500 \text{deg}^2$).

Une fois le pavage du ciel effectué, la position des fibres sur le ciel est convertie en coordonnées dans le plan focal du télescope. A cause de la chromaticité de l'instrument, la position dans le plan focal de chaque objet observé dépend de la longueur d'onde. Ainsi chaque fibre dite de science est positionnée de manière à maximiser la lumière en sortie à 5400Å pour les galaxies et les quasars clustering (#prov), et à 4000Å pour les quasars Ly α .

En plus des 900 fibres de sciences, 100 sont allouées pour la calibration. Parmis ces 100 fibres, 80 sont destinées à la soustraction du fond de ciel. Pour chaque plaque, il est requis que chaque spectrographe reçoivent au moins 30 fibres de ciel. Les 20 fibres restantes sont destinées à la calibration du flux. La calibration se fait en pointant des étoiles standards de type F. De la même manière, parmi ces 20 fibres, au minimum 6 fibres sont requises sur chaque spectrographe.

2.4 Phase d'observation

Une fois le pavage du ciel réalisé et la position de chaque fibre dans le plan focale déterminée, les plaques sont préparées puis percées. Ces plaques sont des plaques d'aluminium de 3,2m d'épaisseur et de 80cm de diamètre. La zone contenant les fibres mesure 65,2cm de diamètre. La préparation des plaques est faite à l'université de Washington. Elle est décrite dans [13].

Une fois les plaques prêtes, les observations peuvent commencer. La prise de données a débuté en juillet 2014. Pendant les deux premières années, seules les plaques des LRG et des QSO ont été observées. Les deux années suivantes, les plaques des ELG ont été observées en alternance avec les plaques assignées aux LRG et QSO. Les 305 plaques formant le relevé d'ELG ont fini d'être observées en février 2018. En mars 2019, les observations sont arrêtées afin de laisser les autres programmes observer. Contrairement à BOSS, les observations pour eBOSS ont connu un mauvais temps, retardant l'avancement du relevé. Ce retard a été essentiellement répercuté sur l'observation des plaques contenant les LRG et QSO : environ 1000 plaques sur les 1500 initialement prévues ont pu être observées, réduisant le relevé de 7500 à environ 4700 deg².

2.5 Caractéristiques techniques de l'instrument

L'instrument [23] utilisé pour eBOSS est celui de SDSS, situé à l'APO. Nous décrivons ici ses composantes importantes.

Le télescope

Le télescope est installé à l'APO. Il est commun à tous les programmes SDSS. Afin de mener à bien ces différents programmes, le télescope doit être capable de réaliser un relevé photométrique d'un quart du ciel, puis mesurer le spectre de millions de cibles identifiées via cette photométrie. Ainsi le télescope doit avoir un grand champ de vue, avec très peu de distorsions dans le plan focal. Ces prérequis ont conduit à la construction du télescope SDSS de 2,5m de diamètre de type Ritchey-Chrétien. Il est représenté schématiquement sur la figure 2.2.

Le télescope se compose d'un miroir primaire de 2,5m de diamètre et d'ouverture f/2,25, et d'un miroir secondaire de 1,08m de diamètre situé à 3,6m du miroir primaire. Avec un plan focal situé à 0,76m derrière le miroir primaire, l'ouverture finale du télescope est f/5. Le champ de vue qui en

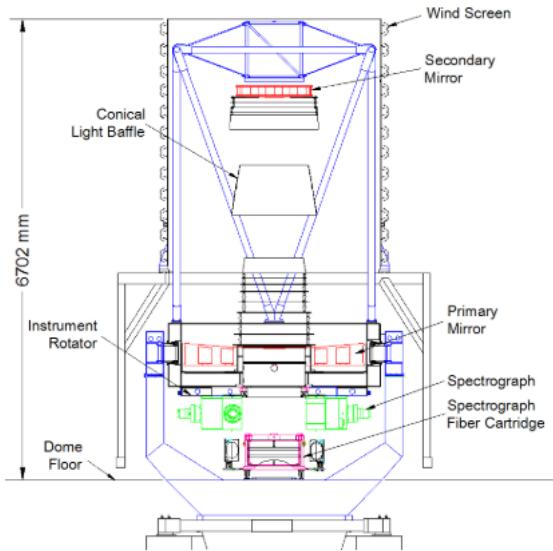


FIGURE 2.2 – Schéma du télescope SDSS. Le miroir principal est représenté en bas en rouge. Le miroir secondaire est visible au sommet du télescope en rouge. Les spectrographes sont représentés en vert sous le télescope. Une cartouche, pas encore disposée au plan focal du télescope, est représentée sous les spectrographes. Crédits : [24].

résulte est de 3deg de diamètre sur le ciel (7deg^2), correspondant à un diamètre de 0,65m dans le plan focal.

Le télescope inclut aussi 2 correcteurs optiques. Le premier est un correcteur d'astigmatisme de type Gascoigne. Le second est un jeu de correcteurs hautement asphériques et interchangeables situés près du plan focal. L'un, épais, est utilisé pour la photométrie ; l'autre, beaucoup plus fin, est utilisé lors des phases de spectrométrie.

La caméra

L'instrument nécessite une caméra [25] capable de couvrir l'entièreté du plan focal du télescope. Le très grand champ de vue du télescope a imposé l'utilisation des CCD les plus grands disponibles à l'époque : les Tektronix Tk2048E. Ces CCD sont des grilles de 2048×2048 pixels de $24\mu\text{m}$. Etant donné la longueur focale du télescope, ces $24\mu\text{m}$ représentent $0,4''$ sur le ciel. Ainsi, la PSF (#prov) d'une largeur à mi-hauteur d'environ $1''$ est bien échantillonnée.

La caméra est constituée de 2 modules, le premier comportant 5 (couleurs¹) x 6 (colonnes) CCD est destiné à la photométrie. En plus de ces 30 CCD, 22 CCD 400×2048 et de même taille de pixel sont ajoutés au dessus et en dessous du module dédié à la photométrie. Ces CCD permettent de relier les étoiles standards brillantes aux objets observés lors de la phase photométrique. Ils constituent le module d'astrométrie. Deux CCD supplémentaires sont ajoutés comme dispositif de contrôle pour la mise au point. La figure 2.3 résume leur disposition.

Lors de la phase d'observation photométrique, la caméra est utilisée en mode *time delay integration* (TDI). Ce mode d'observation consiste à laisser le ciel défiler devant la caméra. La lumière de chaque

1. Les 5 couleurs correspondant aux filtres u, g, r, i et z. Voir figure 2.4

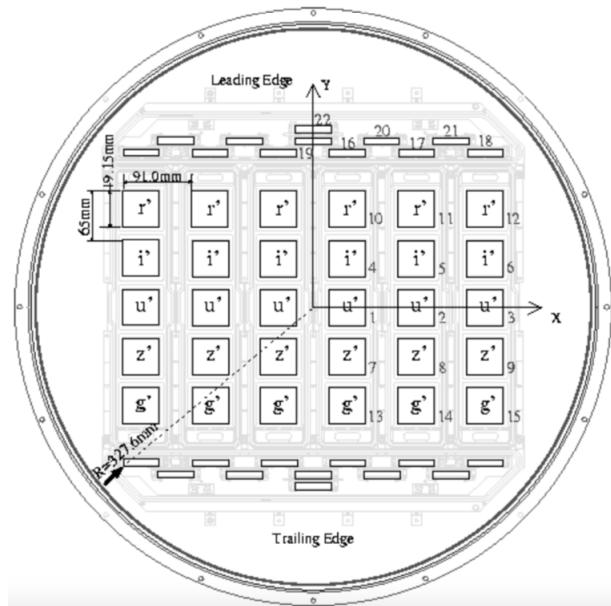


FIGURE 2.3 – Schéma de la disposition des CCD dans le plan focal du télescope SDSS. Les capteurs 1 à 15 sont les CCD dédiés à la photométrie. Le module d'astrométrie se compose des CCD 16 à 21. Enfin le CCD 22 sert au contrôle de la mise au point.

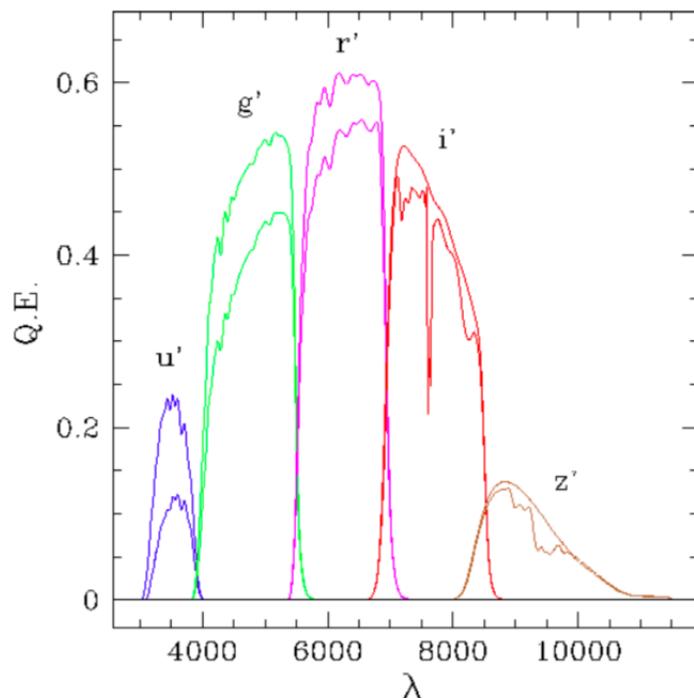


FIGURE 2.4 – Efficacité quantique de chacun des 5 filtres utilisés lors de la phase photométrique de SDSS. Les courbes incluent l'efficacité quantique des CCD, ainsi que l'efficacité du système optique. Les courbes en dessous incluent en plus la transmission de l'atmosphère.

objet est ainsi accumulée durant tout le transit de l'objet. Cette technique permet de gagner en efficacité d'observation, en réduisant le temps de lecture (qu'il y aurait en mode exposition classique) et le temps de pointage du télescope.

Le spectrographe

Une fois la phase de photométrie effectuée et les cibles sélectionnées, la phase de spectroscopie commence. Les plaques d'observations sont disposées au plan focal du télescope (à la place de la camera). Les fibres, insérées dans ces plaques et placées à la position de chaque cible, sont ensuite envoyées vers les spectrographes [24] afin de mesurer le spectre de ces cibles.

Les spectrographes utilisés dans eBOSS sont les mêmes que ceux utilisés dans BOSS. Ces spectrographes, initialement présents dans SDSS, ont été améliorés afin d'atteindre les objectifs de BOSS. Comparé à SDSS, BOSS a augmenté le nombre de spectres mesurés de 35 %, ces objets étant à plus grand redshift, donc de plus faible luminosité. Ainsi le nombre de fibres des spectrographes de BOSS passe de 640 à 1000. Les objets observés étant plus lointains et donc ayant une taille sur le ciel plus petite, le diamètre de ces fibres est réduit d'un tiers, passant à $120\text{ }\mu\text{m}$, afin d'augmenter le rapport signal sur bruit des spectres. BOSS inclut aussi un nouveau traceur : la forêt Ly α . Afin de mesurer l'absorption dans la forêt Ly α des quasars à un redshift $z = 2,2$, la longueur d'onde d'observation minimale a été diminuée de 3900 à 3560 Å. De la même manière, la longueur d'onde d'observation maximale a été augmenté de 9100 à 10400 Å pour améliorer la détermination des redshifts de l'échantillon de galaxies.

Pour limiter les risques de dommage aux fibres lors du montage et du démontage des différentes plaques, chaque plaque est montée sur un support rigide. Ce support rigide est appelé cartouche, il comporte la plaque d'observation en aluminium, les 1000 fibres insérées dans cette plaque, et deux slitheads (#prov) qui sont ensuite insérés dans chacun des spectrographes. La figure 2.5 donne un aperçu de ces cartouches.

L'instrument dispose de deux spectrographes. Ils sont schématisés sur la figure 2.6. Chacun des spectrographes reçoit via les slitheads 500 fibres optiques. La lumière issue de ces fibres est collimatée grâce à un miroir sphérique. Le faisceau parallèle ainsi créé passe à travers un miroir semi-réfléchissant, permettant de séparer les longueurs d'onde plus petites des longueurs d'onde plus grandes que 6050 Å. Enfin, chaque demi-faisceau passe au travers d'un grisme¹, et arrive sur la caméra bleue pour les longueurs d'onde plus petites que 6050 Å, ou sur la caméra rouge pour les longueurs d'onde plus grandes. Après avoir traversé toutes les pièces d'optique, la lumière arrive sur des CCD de 4000×4000 pixels, avec une taille de pixel de $15\text{ }\mu\text{m}$. Ainsi une des dimensions du CCD correspond à la longueur d'onde observée, selon l'axe de dispersion, l'autre dimension parcourt les différentes fibres. Selon cette dimension, chaque spectre possède un profil de 3 pixels de large et est séparé de son voisin par 6 pixels afin d'éviter le cross-talk (#prov).

1. Association d'un prisme et d'un réseau de diffraction. Le grisme permet de décomposer la lumière tout en gardant le faisceau parallèle.

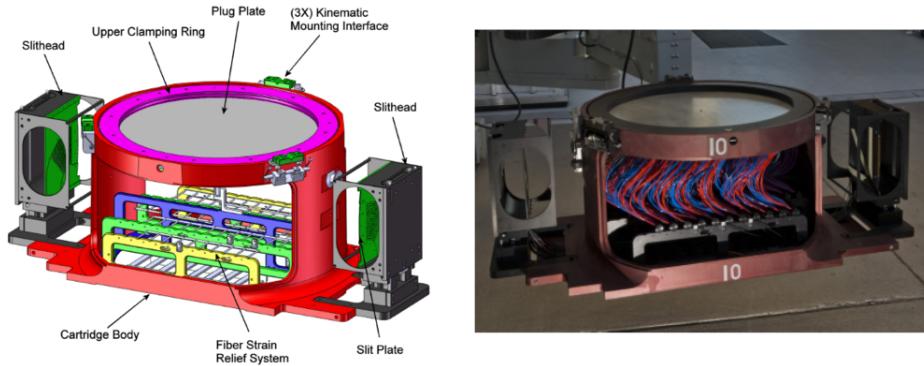


FIGURE 2.5 – Le schéma de gauche présente les différents éléments d'une cartouche. On peut y reconnaître la plaque en aluminium sur le dessus en gris. Sur la droite, une photo d'une cartouche sur laquelle les fibres optiques ont été insérées dans la plaque d'aluminium. L'extrémité des fibres est reliée aux slitheads (#prov), visibles à droite et à gauche, qui seront insérés dans les 2 spectrographes. Crédits : [24].

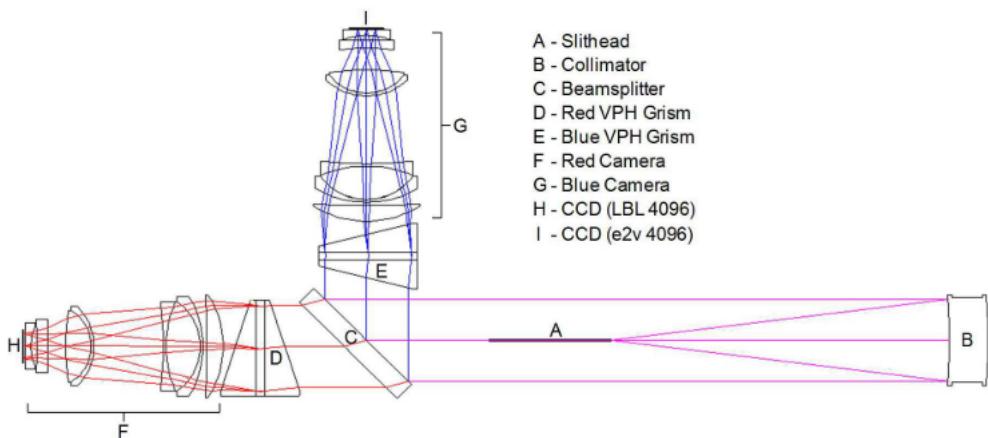


FIGURE 2.6 – Schéma des spectrographes de BOSS. La lumière arrive via les fibres optiques (A). Elle est ensuite collimatée (B) en un faisceau parallèle, puis séparée par le miroir semi-réfléchissant (C). Les longueurs d'ondes $\lambda < 6050$ sont réfléchies vers la caméra bleu (G), les autres entrent dans le bras rouge (F) du spectrographe. Chaque bras comporte un grisme (D et E), une série de lentille puis le CCD (H et I). Crédits : [24].

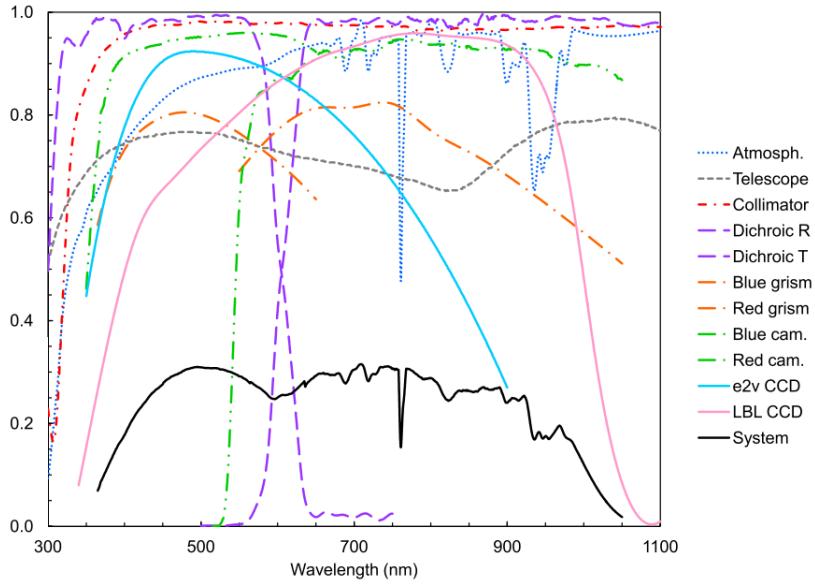


FIGURE 2.7 – Efficacité optique en fonction de la longueur d’onde. Le graphique présente les prévisions de l’efficacité optique de l’instrument avec toutes ses composantes. Crédits : [24].

Les performances

Les améliorations apportées à l’instrument pour BOSS ont permis d’augmenter le nombre maximal de spectres observables par nuit, ainsi que la magnitude limite atteignable. Cette dernière est directement liée à l’efficacité optique du système. L’efficacité optique est définie comme le ratio du flux mesuré d’une source ponctuelle sur le flux de cette même source situé en dehors de l’atmosphère. La figure 2.7 présente les estimations des différentes composantes participant à l’efficacité optique globale de l’instrument.

Le pouvoir de résolution traduit la capacité de l’instrument à identifier et mesurer des raies spectrales. Pour mesurer ce pouvoir de résolution, le spectre de lampes à arc dédiées à la calibration est mesuré, puis chaque raie d’émission est ajustée par une gaussienne de largeur σ_λ . Ce σ_λ est ensuite ajusté par un polynome en fonction de λ , ce qui donne une estimation de la largeur d’une raie spectrale en fonction de la longueur d’onde observée. Enfin, le pouvoir de résolution est défini comme $R = \frac{\lambda}{2,35 \times \sigma_\lambda}$. La résolution est donnée par le dénominateur : la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Le pouvoir de résolution a été mesuré sur 100 plaques SDSS et 100 plaques BOSS. La comparaison est présentée sur la figure 2.8. Le pouvoir de résolution est sensiblement moins grand pour BOSS que pour SDSS, mais reste au dessus des prérequis.

2.6 Résultats

#prov Ca sera plus simple à remplir une fois que le papier de cosmo eBOSS sera sorti.

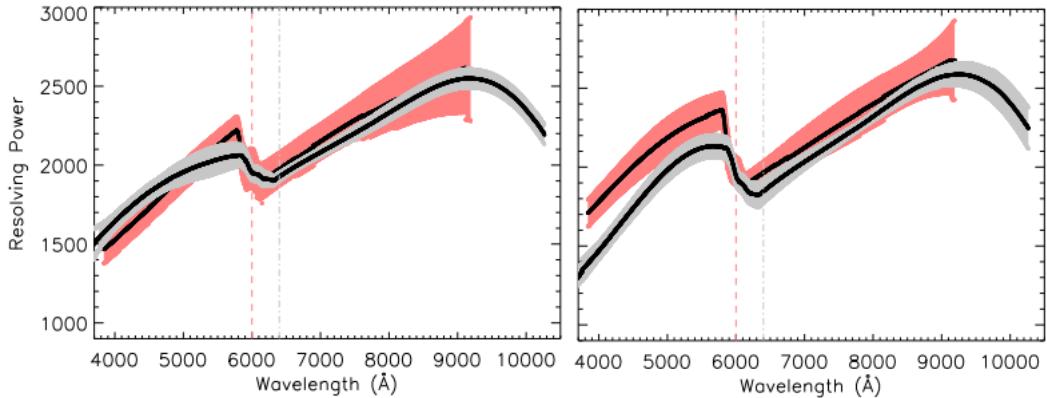


FIGURE 2.8 – Pouvoir de résolution en fonction de la longueur d’onde pour les spectrographes de SDSS (rouge) et BOSS (gris). La courbe de gauche correspond à la mesure sur le spectrographe 1, et celle de droite sur le spectrographe 2. Les régions colorées représentent les régions contenant 68 % des mesures. Crédits : [24].

3 DESI

Le *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI) [26] est un projet américain de mesure d’énergie noire de génération 4. Il a vu sa première lumière en octobre 2019 et devrait commencer la prise de données en juillet 2020. (#prov Commissionning octobre 2019 - fev 2020 puis 3 mois de SV pour tester la TS, qualité des spectres pour la détermination du redshift (temps d’exposition), puis dernier mois de SV où on fait 1 % du survey avec la config choisie (TS entre autre). A la fin de ce mois là, soit on garde et on continue le survey, soit on retouche la TS par exemple, et on part pour le survey (dans ce cas le 1 % est perdu).)

Comme eBOSS, DESI étudie les BAO et la croissance des structures à l’aide d’un très grand relevé de galaxies et de quasars. A l’issue des 5 ans d’observation prévus, DESI aura mesuré plus de 30 millions de spectres, distribués sur un relevé de plus de 14000 deg^2 .

Pour atteindre ses objectifs, DESI utilise le télescope Mayall, mesurant 4m de diamètre et situé au Kitt Peak en Arizona. Le champ de vue du télescope est le même que celui de SDSS : 3deg de diamètre sur le ciel. L’instrument inclut aussi un système de fibre optique, au nombre de 5000, mais celles ci sont placées au plan focal à l’aide de robots qui ajustent la position de chaque fibre avant chaque exposition. Dix spectrographes reçoivent ces fibres, chacun comportant 3 caméras et couvrant les longueurs d’onde de 3600 à 9800Å.

DESI utilise les 4 mêmes traceurs qu’eBOSS : les LRG jusqu’à $z = 1,0$, les ELG jusqu’à $z = 1,7$, ainsi que les quasars en tant que traceurs directs de la matière et les quasars Ly α sur la gamme $2,1 < z < 3,5$. En plus de ces traceurs, DESI observera des galaxies brillantes (BG : *Bright Galaxies*) pendant le grey time (#prov). Le relevé de ces galaxies contiendra 10 millions d’objets, avec un redshift moyen $z = 0,2$.

A la fin des 5 ans d’observations, DESI fournira plus de 30 points de mesure de distance, chacun avec une précision plus petite que le pourcent, et couvrant la gamme $0 < z < 3,5$. La figure 2.9 illustre la différence entre BOSS et DESI pour la mesure du taux d’expansion $H(z)$.

De plus, DESI donnera une mesure de la somme des masses des neutrinos, avec une incertitude de 0,020eV. Cette précision est suffisante pour exclure la hiérarchie de masse inversée à 3σ (besoin

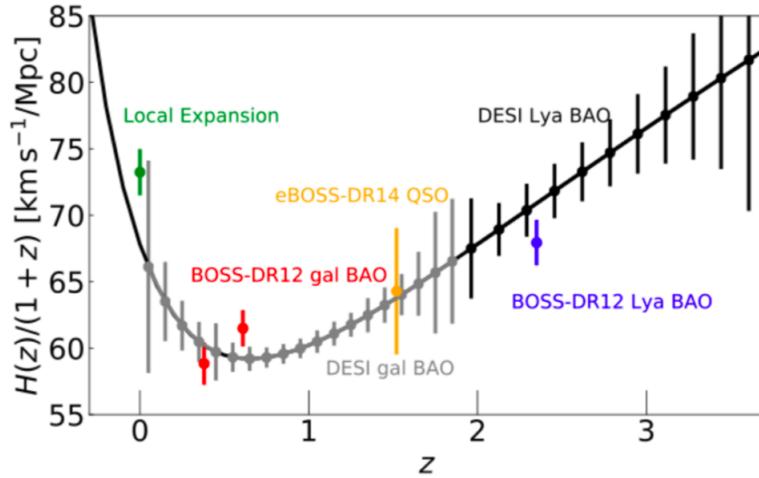


FIGURE 2.9 – Mesure de la distance de Hubble en fonction du redshift. Les points vert (mesure local à l'aide des SN1a), rouge, jaune et bleu donnent les mesures existantes. Les points gris donnent la prédiction pour les galaxies et quasars de DESI, les points noirs donnent la prédiction pour le Ly α de DESI.

d'expliquer ce que c'est ? ou sinon citer un papier ?).

3

Set-up expérimental

4

Chap4

5

Chap5

6

Conclusion

A

Protocole d'expérience

B

Second Appendix

Bibliographie

- [1] James Rich. *Fundamentals of Cosmology*. 2010. doi : 10.1063/1.1522222.
- [2] Scott Dodelson. *Modern Cosmology*. Academic Press, 2003. doi : 10.1023/B:FOOP.0000019699.88151.ed.
- [3] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer, and E. L. Wright. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE/FIRAS Data Set. may 1996. doi : 10.1086/178173. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9605054><http://dx.doi.org/10.1086/178173>.
- [4] C. L. Bennett, N. W. Boggess, E. S. Cheng, M. G. Hauser, T. Kelsall, J. C. Mather, S. H. Moseley, T. L. Murdock, R. A. Shafer, R. F. Silverberg, G. F. Smoot, R. Weiss, and E. L. Wright. Scientific results from the Cosmic Background Explorer (COBE). In *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, volume 90, pages 4766–4773, 1993. doi : 10.1073/pnas.90.11.4766.
- [5] Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, R. Battye, K. Benabed, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, J. Carron, A. Challinor, H. C. Chiang, J. Chluba, L. P. L. Colombo, C. Combet, D. Contreras, B. P. Crill, F. Cuttaia, P. de Bernardis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. M. Delouis, E. Di Valentino, J. M. Diego, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, S. Dusini, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, Y. Fantaye, M. Farhang, J. Fergusson, R. Fernandez-Cobos, F. Finelli, F. Forastieri, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Gerbino, T. Ghosh, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, W. Handley, F. K. Hansen, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, Z. Huang, A. H. Jaffe, W. C. Jones, A. Karakci, E. Keihänen, R. Keskitalo, K. Kiiveri, J. Kim, T. S. Kisner, L. Knox, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, P. Lemos, J. Lesgourgues, F. Levrier, and A. Lewis. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. jul 2018. URL <https://arxiv.org/abs/1807.06209>.
- [6] K. Abazajian. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. dec 2008. doi :

- 10.1088/0067-0049/182/2/543. URL <http://arxiv.org/abs/0812.0649><http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/182/2/543>.
- [7] D. J. Eisenstein, I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, M. R. Blanton, R. C. Nichol, R. Scranton, H. Seo, M. Tegmark, Z. Zheng, S. Anderson, J. Annis, N. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, F. J. Castander, A. Connolly, I. Csabai, M. Doi, M. Fukugita, J. A. Frieman, K. Glazebrook, J. E. Gunn, J. S. Hendry, G. Hennessy, Z. Ivezic, S. Kent, G. R. Knapp, H. Lin, Y. Loh, R. H. Lupton, B. Margon, T. McKay, A. Meiksin, J. A. Munn, A. Pope, M. Richmond, D. Schlegel, D. Schneider, K. Shimasaku, C. Stoughton, M. Strauss, M. SubbaRao, A. S. Szalay, I. Szapudi, D. Tucker, B. Yanny, and D. York. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. jan 2005. doi : 10.1086/466512. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0501171><http://dx.doi.org/10.1086/466512>.
- [8] The SDSS-II SEGUE Collaboration, Brian :, Brian Yanny, Constance Rockosi, Heidi Jo Newberg, and Gillian R. Knapp. SEGUE : A Spectroscopic Survey of 240,000 stars with $g=14-20$. feb 2009. doi : 10.1088/0004-6256/137/5/4377. URL <http://arxiv.org/abs/0902.1781><http://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/137/5/4377>.
- [9] Daniel J. Eisenstein, David H. Weinberg, Eric Agol, Hiroaki Aihara, Carlos Allende Prieto, Scott F. Anderson, James A. Arns, Eric Aubourg, Stephen Bailey, Eduardo Balbinot, Robert Barkhouser, Timothy C. Beers, Andreas A. Berlind, Steven J. Bickerton, Dmitry Bizyaev, Michael R. Blanton, John J. Bochanski, Adam S. Bolton, Casey T. Bosman, Jo Bovy, Howard J. Brewington, W. N. Brandt, Ben Breslauer, J. Brinkmann, Peter J. Brown, Joel R. Brownstein, Dan Burger, Nicolas G. Busca, Heather Campbell, Phillip A. Cargile, William C. Carithers, Joleen K. Carlberg, Michael A. Carr, Yanmei Chen, Cristina Chiappini, Johan Comparat, Natalia Connolly, Marina Cortes, Rupert A. C. Croft, Luiz N. da Costa, Katia Cunha, James R. A. Davenport, Kyle Dawson, Nathan De Lee, Gustavo F. Porto de Mello, Fernando de Simoni, Janice Dean, Saurav Dhital, Anne Ealet, Garrett L. Ebelke, Edward M. Edmondson, Jacob M. Eiting, Stephanie Escoffier, Massimiliano Esposito, Michael L. Evans, Xiaohui Fan, Bruno Femenia Castella, Leticia Dutra Ferreira, Greg Fitzgerald, Scott W. Fleming, Andreu Font-Ribera, Eric B. Ford, Peter M. Frinchaboy, Ana Elia Garcia Perez, B. Scott Gaudi, Jian Ge, Luan Ghezzi, Bruce A. Gillespie, G. Gilmore, Leo Girardi, J. Richard Gott, Andrew Gould, Eva K. Grebel, James E. Gunn, Jean-Christophe Hamilton, Paul Harding, David W. Harris, Suzanne L. Hawley, Frederick R. Hearty, Jonay I. Gonzalez Hernandez, Shirley Ho, David W. Hogg, Jon A. Holtzman, Klaus Honscheid, Naohisa Inada, Inese I. Ivans, Linhua Jiang, Peng Jiang, Jennifer A. Johnson, Cathy Jordan, Wendell P. Jordan, Guinevere Kauffmann, Eyal Kazin, David Kirkby, Mark A. Klaene, Jean-Paul Kneib, G. R. Knapp, C. S. Kochanek, Lars Koesterke, and Juna A. Kollmeier. SDSS-III : Massive Spectroscopic Surveys of the Distant Universe, the Milky Way Galaxy, and Extra-Solar Planetary Systems. jan 2011. doi : 10.1088/0004-6256/142/3/72. URL <https://arxiv.org/abs/1101.1529>.
- [10] Shadab Alam, Metin Ata, Stephen Bailey, Florian Beutler, Dmitry Bizyaev, Jonathan A. Blazek, Adam S. Bolton, Joel R. Brownstein, Angela Burden, Chia-Hsun Chuang, Johan Compa-

- rat, Antonio J. Cuesta, Kyle S. Dawson, Daniel J. Eisenstein, Stephanie Escoffier, Héctor Gil-Marín, Jan Niklas Grieb, Nick Hand, Shirley Ho, Karen Kinemuchi, David Kirkby, Francisco Kitaura, Elena Malanushenko, Viktor Malanushenko, Claudia Maraston, Cameron K. McBride, Robert C. Nichol, Matthew D. Olmstead, Daniel Oravetz, Nikhil Padmanabhan, Nathalie Palanque-Delabrouille, Kaike Pan, Marcos Pellejero-Ibanez, Will J. Percival, Patrick Petitjean, Francisco Prada, Adrian M. Price-Whelan, Beth A. Reid, Sergio A. Rodríguez-Torres, Natalie A. Roe, Ashley J. Ross, Nicholas P. Ross, Graziano Rossi, Jose Alberto Rubiño-Martín, Ariel G. Sánchez, Shun Saito, Salvador Salazar-Albornoz, Lado Samushia, Siddharth Satpathy, Claudia G. Scóccola, David J. Schlegel, Donald P. Schneider, Hee-Jong Seo, Audrey Simmons, Anže Slosar, Michael A. Strauss, Molly E. C. Swanson, Daniel Thomas, Jeremy L. Tinker, Rita Tojeiro, Mariana Vargas Magaña, Jose Alberto Vazquez, Licia Verde, David A. Wake, Yuting Wang, David H. Weinberg, Martin White, W. Michael Wood-Vasey, Christophe Yèche, Idit Zehavi, Zhongxu Zhai, and Gong-Bo Zhao. The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : cosmological analysis of the DR12 galaxy sample. jul 2016. doi : 10.1093/mnras/stx721. URL <https://arxiv.org/abs/1607.03155>.
- [11] Hélion du Mas des Bourboux, Kyle S. Dawson, Nicolás G. Busca, Michael Blomqvist, Victoria de Sainte Agathe, Christophe Balland, Julian E. Bautista, Julien Guy, Vikrant Kamble, Adam D. Myers, Ignasi Pérez-Ràfols, Matthew M. Pieri, James Rich, Donald P. Schneider, and Anže Slosar. The extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : measuring the cross-correlation between the MgII flux transmission field and quasars and galaxies at $z=0.59$. jan 2019.
- [12] Shadab Alam, Franco D. Albareti, Carlos Allende Prieto, F. Anders, Scott F. Anderson, Brett H. Andrews, Eric Armengaud, Éric Aubourg, Stephen Bailey, Julian E. Bautista, Rachael L. Beaton, Timothy C. Beers, Chad F. Bender, Andreas A. Berlind, Florian Beutler, Vaishali Bhardwaj, Jonathan C. Bird, Dmitry Bizyaev, Cullen H. Blake, Michael R. Blanton, Michael Blomqvist, John J. Bochanski, Adam S. Bolton, Jo Bovy, A. Shelden Bradley, W. N. Brandt, D. E. Brauer, J. Brinkmann, Peter J. Brown, Joel R. Brownstein, Angela Burden, Etienne Burtin, Nicolás G. Busca, Zheng Cai, Diego Capozzi, Aurelio Carnero Rosell, Ricardo Carrera, Yen-Chi Chen, Cristina Chiappini, S. Drew Chojnowski, Chia-Hsun Chuang, Nicolas Clerc, Johan Comparat, Kevin Covey, Rupert A. C. Croft, Antonio J. Cuesta, Katia Cunha, Luiz N. da Costa, Nicola Da Rio, James R. A. Davenport, Kyle S. Dawson, Nathan De Lee, Timothée Delubac, Rohit Deshpande, Letícia Dutra-Ferreira, Tom Dwelly, Anne Ealet, Garrett L. Ebelke, Edward M. Edmondson, Daniel J. Eisenstein, Stephanie Escoffier, Massimiliano Esposito, Xiaohui Fan, Emma Fernández-Alvar, Diane Feuillet, Nurten Filiz Ak, Hayley Finley, Alexis Finoguenov, Kevin Flaherty, Scott W. Fleming, Andreu Font-Ribera, Jonathan Foster, Peter M. Frinchaboy, J. G. Galbraith-Frew, D. A. García-Hernández, Ana E. García Pérez, Patrick Gaulme, Jian Ge, R. Génova-Santos, Luan Ghezzi, Bruce A. Gillespie, Léo Girardi, Daniel Goddard, Satya Gontcho A Gontcho, Jonay I. González Hernández, Eva K. Grebel, Jan Niklas Grieb, Nolan Grieves, James E. Gunn, Hong Guo, Paul Harding, Sten Hasselquist, Suzanne L. Hawley, Michael Hayden, Fred R. Hearty, Shirley Ho, David W. Hogg, Kelly Holley-Bockelmann, Jon A. Holtzman, Klaus Honscheid, Joseph Huehnerhoff, Linhua Jiang, Jennifer A. Johnson, Karen Kinemuchi, David Kirkby, Francisco Kitaura, Mark A.

Klaene, Jean-Paul Kneib, Xavier P. Koenig, Charles R. Lam, Ting-Wen Lan, Dustin Lang, Pierre Laurent, Jean-Marc Le Goff, Alexie Leauthaud, Khee-Gan Lee, Young Sun Lee, Timothy C. Lickeria, Jian Liu, Daniel C. Long, Martín López-Corredoira, Diego Lorenzo-Oliveira, Sara Lucatello, Britt Lundgren, Robert H. Lupton, Claude E. Mack, Suvrath Mahadevan, Marcio A. G. Maia, Steven R. Majewski, Elena Malanushenko, Viktor Malanushenko, A. Manchado, Marc Manera, Qingqing Mao, Claudia Maraston, Robert C. Marchwinski, Daniel Margala, Sarah L. Martell, Marie Martig, Karen L. Masters, Cameron K. McBride, Peregrine M. McGehee, Ian D. McGreer, Richard G. McMahon, Brice Ménard, Marie-Luise Menzel, Andrea Merloni, Szabolcs Mészáros, Adam A. Miller, Jordi Miralda-Escudé, Hironao Miyatake, Antonio D. Montero-Dorta, Surhud More, Xan Morice-Atkinson, Heather L. Morrison, Demitri Muna, Adam D. Myers, Jeffrey A. Newman, Mark Neyrinck, Duy Cuong Nguyen, Robert C. Nichol, David L. Nidever, Pasquier Noterdaeme, Sebastián E. Nuza, Julia E. O'Connell, Robert W. O'Connell, Ross O'Connell, Ricardo L. C. Ogando, Matthew D. Olmstead, Audrey E. Oravetz, Daniel J. Oravetz, Keisuke Osumi, Russell Owen, Deborah L. Padgett, Nikhil Padmanabhan, Martin Paegert, Nathalie Palanque-Delabrouille, Kaike Pan, John K. Parejko, Changbom Park, Isabelle Pâris, Petchara Pattarakijwanich, M. Pellejero-Ibanez, Joshua Pepper, Will J. Percival, Ismael Pérez-Fournon, Ignasi Pérez-Ràfols, Patrick Petitjean, Matthew M. Pieri, Marc H. Pinsonneault, Gustavo F. Porto de Mello, Francisco Prada, Abhishek Prakash, Adrian M. Price-Whelan, M. Jordan Raddick, Mubdi Rahman, Beth A. Reid, James Rich, Hans-Walter Rix, Annie C. Robin, Constance M. Rockosi, Thaíse S. Rodrigues, Sergio Rodríguez-Röttes, Natalie A. Roe, Ashley J. Ross, Nicholas P. Ross, Graziano Rossi, John J. Ruan, J. A. Rubiño-Martín, Eli S. Rykoff, Salvador Salazar-Albornoz, Mara Salvato, Lado Samushia, Ariel G. Sánchez, Basílio Santiago, Conor Sayres, Ricardo P. Schiavon, David J. Schlegel, Sarah J. Schmidt, Donald P. Schneider, Mathias Schultheis, Axel D. Schwope, C. G. Scóccola, Kris Sellgren, Hee-Jong Seo, Neville Shane, Yue Shen, Matthew Shetrone, Yiping Shu, Thirupathi Sivarani, M. F. Skrutskie, Anže Slosar, Verne V. Smith, Flávia Sobreira, Keivan G. Stassun, Matthias Steinmetz, Michael A. Strauss, Alina Streblyanska, Molly E. C. Swanson, Jonathan C. Tan, Jamie Tayar, Ryan C. Terrien, Aniruddha R. Thakar, Daniel Thomas, Benjamin A. Thompson, Jeremy L. Tinker, Rita Tojeiro, Nicholas W. Troup, Mariana Vargas-Magaña, Jose A. Vazquez, Licia Verde, Matteo Viel, Nicole P. Vogt, David A. Wake, Ji Wang, Benjamin A. Weaver, David H. Weinberg, Benjamin J. Weiner, Martin White, John C. Wilson, John P. Wisniewski, W. M. Wood-Vasey, Christophe Yèche, Donald G. York, Nadia L. Zakamska, O. Zamora, Gail Zasowski, Idit Zehavi, Gong-Bo Zhao, Zheng Zheng, Xu Zhou, Zhimin Zhou, Guangtun Zhu, and Hu Zou. The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey : Final Data from SDSS-III. jan 2015. doi : 10.1088/0067-0049/219/1/12. URL <http://arxiv.org/abs/1501.00963> <http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/219/1/12>.

- [13] Michael R. Blanton, Matthew A. Bershady, Bela Abolfathi, Franco D. Albareti, Carlos Allende Prieto, Andres Almeida, Javier Alonso-García, Friedrich Anders, Scott F. Anderson, Brett Andrews, Erik Aquino-Ortíz, Alfonso Aragón-Salamanca, María Argudo-Fernández, Eric Armen-gaud, Eric Aubourg, Vladimir Avila-Reese, Carles Badenes, Stephen Bailey, Kathleen A. Barger, Jorge Barrera-Ballesteros, Curtis Bartosz, Dominic Bates, Falk Baumgarten, Julian Bautista, Ra-

chael Beaton, Timothy C. Beers, Francesco Belfiore, Chad F. Bender, Andreas A. Berlind, Marangelia Bernardi, Florian Beutler, Jonathan C. Bird, Dmitry Bizyaev, Guillermo A. Blanc, Michael Blomqvist, Adam S. Bolton, Médéric Boquien, Jura Borissova, Remco van den Bosch, Jo Bovy, William N. Brandt, Jonathan Brinkmann, Joel R. Brownstein, Kevin Bundy, Adam J. Burgasser, Etienne Burtin, Nicolás G. Busca, Michele Cappellari, Maria Leticia Delgado Carigi, Joleen K. Carlberg, Aurelio Carnero Rosell, Ricardo Carrera, Brian Cherinka, Edmond Cheung, Yilen Gómez Maqueo Chew, Cristina Chiappini, Peter Doohyun Choi, Drew Chojnowski, Chia-Hsun Chuang, Haeun Chung, Rafael Fernando Cirolini, Nicolas Clerc, Roger E. Cohen, Johan Compartat, Luiz da Costa, Marie-Claude Cousinou, Kevin Covey, Jeffrey D. Crane, Rupert A. C. Croft, Irene Cruz-Gonzalez, Daniel Garrido Cuadra, Katia Cunha, Guillermo J. Damke, Jeremy Darling, Roger Davies, Kyle Dawson, Axel de la Macorra, Nathan De Lee, Timothée Delubac, Francesco Di Mille, Aleks Diamond-Stanic, Mariana Cano-Díaz, John Donor, Juan José Downes, Niv Drory, Hélion du Mas des Bourboux, Christopher J. Duckworth, Tom Dwelly, Jamie Dyer, Garrett Ebelke, Daniel J. Eisenstein, Eric Emsellem, Mike Eracleous, Stephanie Escoffier, Michael L. Evans, Xiaohui Fan, Emma Fernández-Alvar, J. G. Fernandez-Trincado, Diane K. Feuillet, Alexis Finoguenov, Scott W. Fleming, Andreu Font-Ribera, Alexander Fredrickson, Gordon Freischlad, Peter M. Frinchaboy, Lluís Galbany, R. García-Dias, D. A. García-Hernández, Patrick Gaulme, Doug Geisler, Joseph D. Gelfand, Héctor Gil-Marín, Bruce A. Gillespie, Daniel Goddard, Violeta Gonzalez-Perez, Kathleen Grabowski, Paul J. Green, Catherine J. Grier, James E. Gunn, Hong Guo, Julien Guy, Alex Hagen, ChangHoon Hahn, Matthew Hall, Paul Harding, Sten Has selquist, Suzanne L. Hawley, Fred Hearty, Jonay I. Gonzalez Hernández, Shirley Ho, David W. Hogg, Kelly Holley-Bockelmann, Jon A. Holtzman, Parker H. Holzer, Joseph Huehnerhoff, Timothy A. Hutchinson, Ho Seong Hwang, Héctor J. Ibarra-Medel, Gabriele da Silva Ilha, Inese I. Ivans, KeShawn Ivory, Kelly Jackson, Trey W. Jensen, Jennifer A. Johnson, Amy Jones, Henrik Jönsson, Eric Jullo, Vikrant Kamble, Karen Kinemuchi, David Kirkby, Francisco-Shu Kitaura, Mark Klaene, Gillian R. Knapp, Jean-Paul Kneib, Juna A. Kollmeier, Ivan Lacerna, Richard R. Lane, Dustin Lang, David R. Law, Daniel Lazarz, Jean-Marc Le Goff, Fu-Heng Liang, Cheng Li, Hongyu LI, Marcos Lima, Lihwai Lin, Yen-Ting Lin, Sara Bertran de Lis, Chao Liu, Miguel Angel C. de Icaza Lizaola, Dan Long, Sara Lucatello, Britt Lundgren, Nicholas K. MacDonald, Alice Deconto Machado, Chelsea L. MacLeod, Suvrath Mahadevan, Marcio Antonio Geimba Maia, Roberto Maiolino, Steven R. Majewski, Elena Malanushenko, Viktor Malanushenko, Arturo Man chado, Shude Mao, Claudia Maraston, Rui Marques-Chaves, Karen L. Masters, Cameron K. McBride, Richard M. McDermid, Brianne McGrath, Ian D. McGreer, Nicolás Medina Peña, Matthew Melendez, Andrea Merloni, Michael R. Merrifield, Szabolcs Meszaros, Andres Meza, Ivan Min chev, Dante Minniti, Takamitsu Miyaji, Surhud More, John Mulchaey, Francisco Müller-Sánchez, Demitri Muna, Ricardo R. Munoz, Adam D. Myers, Preethi Nair, Kirpal Nandra, Janaina Correia do Nascimento, Alenka Negrete, Melissa Ness, Jeffrey A. Newman, Robert C. Nichol, David L. Ni never, Christian Nitschelm, Pierros Ntelis, Julia E. O'Connell, Ryan J. Oelkers, Audrey Oravetz, Daniel Oravetz, Zach Pace, Nelson Padilla, Nathalie Palanque-Delabrouille, Pedro Alonso Palicio, Kaike Pan, Taniya Parikh, Isabelle Pâris, Changbom Park, Alim Y. Patten, Sébastien Peirani, Marcos Pellejero-Ibanez, Samantha Penny, Will J. Percival, Ismael Perez-Fournon, Patrick Pe

titjean, Matthew M. Pieri, Marc Pinsonneault, Alice Pisani, Radosław Poleski, Francisco Prada, Abhishek Prakash, Anna Bárbara de Andrade Queiroz, M. Jordan Raddick, Anand Raichoor, Sandro Barboza Rembold, Hannah Richstein, Rogemar A. Riffel, Rogério Riffel, Hans-Walter Rix, Annie C. Robin, Constance M. Rockosi, Sergio Rodríguez-Torres, A. Roman-Lopes, Carlos Román-Zúñiga, Margarita Rosado, Ashley J. Ross, Graziano Rossi, John Ruan, Rossana Ruggeri, Eli S. Rykoff, Salvador Salazar-Albornoz, Mara Salvato, Ariel G. Sánchez, David Sánchez Aguado, José R. Sánchez-Gallego, Felipe A. Santana, Basílio Xavier Santiago, Conor Sayres, Ricardo P. Schiavon, Jaderson da Silva Schimoia, Edward F. Schlafly, David J. Schlegel, Donald P. Schneider, Mathias Schultheis, William J. Schuster, Axel Schwope, Hee-Jong Seo, Zhengyi Shao, Shiyan Shen, Matthew Shetrone, Michael Shull, Joshua D. Simon, Danielle Skinner, M. F. Skrutskie, Anže Slošar, Verne V. Smith, Jennifer S. Sobeck, Flavia Sobreira, Garrett Somers, Diogo Souto, David V. Stark, Keivan Stassun, Fritz Stauffer, Matthias Steinmetz, Thaisa Storchi-Bergmann, Alina Streblyanska, Guy S. Stringfellow, Genaro Suárez, Jing Sun, Nao Suzuki, Laszlo Szigeti, Manuchehr Taghizadeh-Popp, Baitian Tang, Charling Tao, Jamie Tayar, Mita Tembe, Johanna Teske, Aniruddha R. Thakar, Daniel Thomas, Benjamin A. Thompson, Jeremy L. Tinker, Patricia Tissera, Rita Tojeiro, Hector Hernandez Toledo, Sylvain de la Torre, Christy Tremonti, Nicholas W. Troup, Octavio Valenzuela, Inma Martinez Valpuesta, Jaime Vargas-González, Mariana Vargas-Magaña, Jose Alberto Vazquez, Sandro Villanova, M. Vivek, Nicole Vogt, David Wake, Rene Walterbos, Yuting Wang, Benjamin Alan Weaver, Anne-Marie Weijmans, David H. Weinberg, Kyle B. Westfall, David G. Whelan, Vivienne Wild, John Wilson, W. M. Wood-Vasey, Dominika Wylezalek, Ting Xiao, Renbin Yan, Meng Yang, Jason E. Ybarra, Christophe Yèche, Nadia Zakamska, Olga Zamora, Pauline Zarrouk, Gail Zasowski, Kai Zhang, Gong-Bo Zhao, Zheng Zheng, Zhi-Min Zhou, Guantun B. Zhu, Manuela Zoccali, and Hu Zou. Sloan Digital Sky Survey IV : Mapping the Milky Way, Nearby Galaxies, and the Distant Universe. feb 2017. doi : 10.3847/1538-3881/aa7567. URL <http://arxiv.org/abs/1703.00052> <http://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/aa7567>.

- [14] Kyle S. Dawson, Jean-Paul Kneib, Will J. Percival, Shadab Alam, Franco D. Albareti, Scott F. Anderson, Eric Armengaud, Eric Aubourg, Stephen Bailey, Julian E. Bautista, Andreas A. Berlind, Matthew A. Bershadsky, Florian Beutler, Dmitry Bizyaev, Michael R. Blanton, Michael Blomqvist, Adam S. Bolton, Jo Bovy, W. N. Brandt, Jon Brinkmann, Joel R. Brownstein, Etienne Burtin, N. G. Busca, Zheng Cai, Chia-Hsun Chuang, Nicolas Clerc, Johan Comparat, Frances Cope, Rupert A. C. Croft, Irene Cruz-Gonzalez, Luiz N. da Costa, Marie-Claude Cousinou, Jeremy Darling, Axel de la Macorra, Sylvain de la Torre, Timothee Delubac, Helion du Mas des Bourboux, Tom Dwelly, Anne Ealet, Daniel J. Eisenstein, Michael Eracleous, S. Escoffier, Xiaohui Fan, Alexis Finoguenov, Andreu Font-Ribera, Peter Frinchaboy, Patrick Gaulme, Antonis Georgakis, Paul Green, Hong Guo, Julien Guy, Shirley Ho, Diana Holder, Joe Huehnerhoff, Timothy Hutchinson, Yipeng Jing, Eric Jullo, Vikrant Kamble, Karen Kinemuchi, David Kirkby, Francisco-Shu Kitaura, Mark A. Klaene, Russ R. Laher, Dustin Lang, Pierre Laurent, Jean-Marc Le Goff, Cheng Li, Yu Liang, Marcos Lima, Qiufan Lin, Weipeng Lin, Yen-Ting Lin, Daniel C. Long, Britt Lundgren, Nicholas MacDonald, Marcio Antonio Geimba Maia, Elena Malanushenko, Viktor Malanushenko, Vivek Mariappan, Cameron K. McBride, Ian D. McGreer, Brice Menard,

- Andrea Merloni, Andres Meza, Antonio D. Montero-Dorta, Demitri Muna, Adam D. Myers, Kirpal Nandra, Tracy Naugle, Jeffrey A. Newman, Pasquier Noterdaeme, Peter Nugent, Ricardo Ogando, Matthew D. Olmstead, Audrey Oravetz, Daniel J. Oravetz, Nikhil Padmanabhan, Nathalie Palanque-Delabrouille, Kaike Pan, John K. Parejko, Isabelle Paris, John A. Peacock, Patrick Petitjean, Matthew M. Pieri, Alice Pisani, Francisco Prada, Abhishek Prakash, Anand Raichoor, Beth Reid, James Rich, Jethro Ridl, Sergio Rodriguez-Torres, Aurelio Carnero Rosell, Ashley J. Ross, Graziano Rossi, John Ruan, Mara Salvato, Conor Sayres, Donald P. Schneider, David J. Schlegel, Uros Seljak, Hee-Jong Seo, Branimir Sesar, Sarah Shandera, Yiping Shu, Anze Slosar, Flavia Sobreira, Alina Streblyanska, Nao Suzuki, Charling Tao, Donna Taylor, Jeremy L. Tinker, Rita Tojeiro, Mariana Vargas-Magana, Yuting Wang, Benjamin A. Weaver, David H. Weinberg, Martin White, W. M. Wood-Vasey, Christophe Yéche, Zhongxu Zhai, Cheng Zhao, Gong-bo Zhao, Zheng Zheng, Guangtun Ben Zhu, and Hu Zou. The SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Overview and Early Data. aug 2015. doi : 10.3847/0004-6256/151/2/44. URL <http://arxiv.org/abs/1508.04473><http://dx.doi.org/10.3847/0004-6256/151/2/44>.
- [15] A. Lawrence, S. J. Warren, O. Almaini, A. C. Edge, N. C. Hambly, R. F. Jameson, P. Lucas, M. Casali, A. Adamson, S. Dye, J. P. Emerson, S. Foucaud, P. Hewett, P. Hirst, S. T. Hodgkin, M. J. Irwin, N. Lodieu, R. G. McMahon, C. Simpson, I. Smail, D. Mortlock, and M. Folger. The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS). apr 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.12040.x. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0604426><http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12040.x>.
- [16] D. Christopher Martin, James Fanson, David Schiminovich, Patrick Morrissey, Peter G. Friedman, Tom A. Barlow, Tim Conrow, Robert Grange, Patrick N. Jelinsky, Bruno Milliard, Oswald H. W. Siegmund, Luciana Bianchi, Yong-Ik Byun, Jose Donas, Karl Forster, Timothy M. Heckman, Young-Wook Lee, Barry F. Madore, Roger F. Malina, Susan G. Neff, R. Michael Rich, Todd Small, Alex S. Szalay, and Ted K. Wyder. The Galaxy Evolution Explorer : A Space Ultraviolet Survey Mission. nov 2004. doi : 10.1086/426387. URL <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411302>.
- [17] Edward L. Wright, Peter R. M. Eisenhardt, Amy Mainzer, Michael E. Ressler, Roc M. Cutri, Thomas Jarrett, J. Davy Kirkpatrick, Deborah Padgett, Robert S. McMillan, Michael Skrutskie, S. A. Stanford, Martin Cohen, Russell G. Walker, John C. Mather, David Leisawitz, Thomas N. Gautier, Ian McLean, Dominic Benford, Carol J. Lonsdale, Andrew Blain, Bryan Mendez, William R. Irace, Valerie Duval, Fengchuan Liu, Don Royer, Ingolf Heinrichsen, Joan Howard, Mark Shannon, Martha Kendall, Amy L. Walsh, Mark Larsen, Joel G. Cardon, Scott Schick, Mark Schwalm, Mohamed Abid, Beth Fabinsky, Larry Naes, and Chao-Wei Tsai. The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) : Mission Description and Initial On-orbit Performance. jul 2010. doi : 10.1088/0004-6256/140/6/1868. URL <http://arxiv.org/abs/1008.0031><http://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/140/6/1868>.
- [18] N. M. Law, S. R. Kulkarni, R. G. Dekany, E. O. Ofek, R. M. Quimby, P. E. Nugent, J. Surace, C. C. Grillmair, J. S. Bloom, M. M. Kasliwal, L. Bildsten, T. Brown, S. B. Cenko, D. Ciardi, E. Croner, S. G. Djorgovski, J. C. van Eyken, A. V. Filippenko, D. B. Fox, A. Gal-Yam,

- D. Hale, N. Hamam, G. Helou, J. R. Henning, D. A. Howell, J. Jacobsen, R. Laher, S. Mattingly, D. McKenna, A. Pickles, D. Poznanski, G. Rahmer, A. Rau, W. Rosing, M. Shara, R. Smith, D. Starr, M. Sullivan, V. Velur, R. S. Walters, and J. Zolkower. The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance and First Results. jun 2009. doi : 10.1086/648598. URL <https://arxiv.org/abs/0906.5350>.
- [19] Robert H. Becker, Richard L. White, and David J. Helfand. The FIRST Survey : Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters. *The Astrophysical Journal*, 450 :559, sep 1995. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/176166. URL <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/176166>.
- [20] Jo Bovy, Joseph F. Hennawi, David W. Hogg, Adam D. Myers, Jessica A. Kirkpatrick, David J. Schlegel, Nicholas P. Ross, Erin S. Sheldon, Ian D. McGreer, Donald P. Schneider, and Benjamin A. Weaver. Think Outside the Color Box : Probabilistic Target Selection and the SDSS-XDQSO Quasar Targeting Catalog. nov 2010. doi : 10.1088/0004-637X/729/2/141. URL <http://arxiv.org/abs/1011.6392><http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/729/2/141>.
- [21] Pierre Laurent, Jean-Marc Le Goff, Etienne Burtin, Jean-Christophe Hamilton, David W. Hogg, Adam Myers, Pierros Ntelis, Isabelle Pâris, James Rich, Eric Aubourg, Julian Bautista, Timothée Delubac, Hélion du Mas des Bourboux, Sarah Eftekharzadeh, Nathalie Palanque Delabrouille, Patrick Petitjean, Graziano Rossi, Donald P. Schneider, and Christophe Yeche. A $14 \text{ sh}^{-3} \text{ Gpc}^3$ study of cosmic homogeneity using BOSS DR12 quasar sample. feb 2016. doi : 10.1088/1475-7516/2016/11/060. URL <http://arxiv.org/abs/1602.09010><http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2016/11/060>.
- [22] M. R. Blanton, R. H. Lupton, F. Miller Maley, N. Young, I. Zehavi, and J. Loveday. An Efficient Algorithm for Positioning Tiles in the Sloan Digital Sky Survey. may 2001. doi : 10.1086/344761. URL <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0105535>.
- [23] James E. Gunn, Walter A. Siegmund, and Edward J. Mannery et Al. The 2.5 m Telescope of the Sloan Digital Sky Survey. feb 2006. doi : 10.1086/500975. URL <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602326>.
- [24] Stephen Smee, James E. Gunn, Alan Uomoto, Natalie Roe, David Schlegel, Constance M. Rockosi, Michael A. Carr, French Leger, Kyle S. Dawson, Matthew D. Olmstead, Jon Brinkmann, Russell Owen, Robert H. Barkhouse, Klaus Honscheid, Paul Harding, Dan Long, Robert H. Lupton, Craig Loomis, Lauren Anderson, James Annis, Mariangela Bernardi, Vaishali Bhardwaj, Dmitry Bizyaev, Adam S. Bolton, Howard Brewington, John W. Briggs, Scott Burles, James G. Burns, Francisco Castander, Andrew Connolly, James R. Davenport, Garrett Ebelke, Harland Epps, Paul D. Feldman, Scott Friedman, Joshua Frieman, Timothy Heckman, Charles L. Hull, Gillian R. Knapp, David M. Lawrence, Jon Loveday, Edward J. Mannery, Elena Malanushenko, Viktor Malanushenko, Aronne Merrelli, Demitri Muna, Peter Newman, Robert C. Nichol, Daniel Oravetz, Kaike Pan, Adrian C. Pope, Paul G. Ricketts, Alaina Shelden, Dale Sandford, Walter Siegmund, Audrey Simmons, D. Smith, Stephanie Snedden, Donald P. Schneider, Michael Strauss, Mark

- SubbaRao, Christy Tremonti, Patrick Waddell, and Donald G. York. The Multi-Object, Fiber-Fed Spectrographs for SDSS and the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. aug 2012. doi : 10.1088/0004-6256/146/2/32. URL <https://arxiv.org/abs/1208.2233>.
- [25] J. Gunn, M. Carr, C. Rockosi, and M. Sekiguchi. The Sloan Digital Sky Survey Photometric Camera. sep 1998. doi : 10.1086/300645. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9809085><http://dx.doi.org/10.1086/300645>.
- [26] DESI DESI Collaboration, Amir Aghamousa, Jessica Aguilar, Steve Ahlen, Shadab Alam, Lori E. Allen, Carlos Allende Prieto, James Annis, Stephen Bailey, Christophe Balland, Otger Ballester, Charles Baltay, Lucas Beaufore, Chris Bebek, Timothy C. Beers, Eric F. Bell, José Luis Bernal, Robert Besuner, Florian Beutler, Chris Blake, Hannes Bleuler, Michael Blomqvist, Robert Blum, Adam S. Bolton, Cesar Briceno, David Brooks, Joel R. Brownstein, Elizabeth Buckley-Geer, Angela Burden, Etienne Burtin, Nicolas G. Busca, Robert N. Cahn, Yan-Chuan Cai, Laia Cardiel-Sas, Raymond G. Carlberg, Pierre-Henri Carton, Ricard Casas, Francisco J. Castander, Jorge L. Cervantes-Cota, Todd M. Claybaugh, Madeline Close, Carl T. Coker, Shaun Cole, Johan Comparat, Andrew P. Cooper, M. C. Cousinou, Martin Crocce, Jean-Gabriel Cuby, Daniel P. Cunningham, Tamara M. Davis, Kyle S. Dawson, Axel de la Macorra, Juan De Vicente, Timothée Delubac, Mark Derwent, Arjun Dey, Govinda Dhungana, Zhejie Ding, Peter Doel, Yutong T. Duan, Anne Ealet, Jerry Edelstein, Sarah Eftekharzadeh, Daniel J. Eisenstein, Ann Elliott, Stéphanie Escoffier, Matthew Evatt, Parker Fagrelius, Xiaohui Fan, Kevin Fanning, Arya Farahi, Jay Farihi, Ginevra Favole, Yu Feng, Enrique Fernandez, Joseph R. Findlay, Douglas P. Finkbeiner, Michael J. Fitzpatrick, Brenna Flaugher, Samuel Flender, Andreu Font-Ribera, Jaime E. Forero-Romero, Pablo Fosalba, Carlos S. Frenk, Michele Fumagalli, Boris T. Gaensicke, Giuseppe Gallo, Juan Garcia-Bellido, Enrique Gaztanaga, Nicola Pietro Gentile Fusillo, Terry Gerard, Irena Gershkovich, Tommaso Giannantonio, Denis Gillet, Guillermo Gonzalez-de Rivera, Violeta Gonzalez-Perez, Shelby Gott, Or Graur, Gaston Gutierrez, Julien Guy, Salman Habib, Henry Heetderks, Ian Heetderks, Katrin Heitmann, Wojciech A. Hellwing, David A. Herrera, Shirley Ho, Stephen Holland, Klaus Honscheid, Eric Huff, Timothy A. Hutchinson, Dragan Huterer, Ho Seong Hwang, Joseph Maria Illa Laguna, Yuzo Ishikawa, Dianna Jacobs, Niall Jeffrey, Patrick Jelinsky, Elise Jennings, Linhua Jiang, Jorge Jimenez, Jennifer Johnson, Richard Joyce, Eric Jullo, Stéphanie Juneau, Sami Kama, Armin Karcher, Sonia Karkar, Robert Kehoe, Noble Kennamer, Stephen Kent, Martin Kilbinger, Alex G. Kim, David Kirkby, Theodore Kisner, Ellie Kitanidis, Jean-Paul Kneib, Sergey Koposov, Eve Kovacs, Kazuya Koyama, Anthony Kremin, Richard Kron, Luzius Kronig, Andrea Kueter-Young, Cedric G. Lacey, Robin Lafever, Ofer Lahav, Andrew Lambert, Michael Lampton, Martin Landriau, Dustin Lang, Tod R. Lauer, Jean-Marc Le Goff, Laurent Le Guillou, Auguste Le Van Suu, Jae Hyeon Lee, Su-Jeong Lee, Daniela Leitner, Michael Lesser, Michael E. Levi, Benjamin L’Huillier, Baojiu Li, Ming Liang, Huan Lin, Eric Linder, Sarah R. Loebman, Zarija Lukić, Jun Ma, Niall MacCrann, Christophe Magneville, Laleh Makarem, Marc Manera, Christopher J. Manser, Robert Marshall, Paul Martini, Richard Massey, Thomas Matheson, Jeremy McCauley, Patrick McDonald, Ian D. McGreer, Aaron Meisner, Nigel Metcalfe, Timothy N. Miller, Ramon Miquel, John Moustakas, Adam Myers, Milind Naik, Jeffrey A. New-

man, Robert C. Nichol, Andrina Nicola, Luiz Nicolati da Costa, Jundai Nie, Gustavo Niz, Peder Norberg, Brian Nord, Dara Norman, Peter Nugent, Thomas O'Brien, Minji Oh, Knut A. G. Olsen, Cristobal Padilla, Hamsa Padmanabhan, Nikhil Padmanabhan, Nathalie Palanque-Delabrouille, Antonella Palmese, Daniel Pappalardo, Isabelle Pâris, Changbom Park, Anna Patej, John A. Peacock, Hiranya V. Peiris, Xiyan Peng, Will J. Percival, Sandrine Perruchot, Matthew M. Pieri, Richard Pogge, Jennifer E. Pollack, Claire Poppett, Francisco Prada, Abhishek Prakash, Ronald G. Probst, David Rabinowitz, Anand Raichoor, Chang Hee Ree, Alexandre Refregier, Xavier Regal, Beth Reid, Kevin Reil, Mehdi Rezaie, Constance M. Rockosi, Natalie Roe, Samuel Ronayette, Aaron Roodman, Ashley J. Ross, Nicholas P. Ross, Graziano Rossi, Eduardo Rozo, Vanina Ruhlmann-Kleider, Eli S. Rykoff, Cristiano Sabiu, Lado Samushia, Eusebio Sanchez, Javier Sanchez, David J. Schlegel, Michael Schneider, Michael Schubnell, Aurélia Secroun, Uros Seljak, Hee-Jong Seo, Santiago Serrano, Arman Shafieloo, Huanyuan Shan, Ray Sharples, Michael J. Sholl, William V. Shourt, Joseph H. Silber, David R. Silva, Martin M. Sirk, Anze Slosar, Alex Smith, George F. Smoot, Debopam Som, Yong-Seon Song, David Sprayberry, Ryan Staten, Andy Stefanik, Gregory Tarle, Suk Sien Tie, Jeremy L. Tinker, Rita Tojeiro, Francisco Valdes, Octavio Valenzuela, Monica Valluri, Mariana Vargas-Magana, Licia Verde, Alistair R. Walker, Jiali Wang, Yuting Wang, Benjamin A. Weaver, Curtis Weaverdyck, Risa H. Wechsler, David H. Weinberg, Martin White, Qian Yang, Christophe Yéche, Tianmeng Zhang, Gong-Bo Zhao, Yi Zheng, Xu Zhou, Zhimin Zhou, Yaling Zhu, Hu Zou, and Ying Zu. The DESI Experiment Part I : Science, Targeting, and Survey Design. oct 2016. URL <http://arxiv.org/abs/1611.00036>.

Titre : Etude de l'énergie noire avec les forêts Ly α d'eBOSS

Mots clés : 3 à 6 mots clés

Résumé : Lorem ipsum dolor sit amet, consecetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed ac-

cumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris. Nulla malesuada porttitor diam. Donec felis erat, congue non, volutpat at, tincidunt tristique, libero. Vivamus viverra fermentum felis. Donec nonummy pellentesque ante. Phasellus adipiscing semper elit. Proin fermentum massa ac quam. Sed diam turpis, molestie vitae, placerat a, molestie nec, leo. Maecenas lacinia. Nam ipsum ligula, eleifend at, accumsan nec, suscipit a, ipsum. Morbi blandit ligula feugiat magna. Nunc eleifend consequat lorem. Sed lacinia nulla vitae enim. Pellentesque tincidunt purus vel magna. Integer non enim. Praesent euismod nunc eu purus. Donec bibendum quam in tellus. Nullam cursus pulvinar lectus. Donec et mi. Nam vulputate metus eu enim. Vestibulum pellentesque felis eu massa.

Title : Study of dark energy using Ly α forest from eBOSS

Keywords : 3 à 6 mots clés

Abstract : Lorem ipsum dolor sit amet, consectetuer adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetuer id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed ac-

cumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris. Nulla malesuada porttitor diam. Donec felis erat, congue non, volutpat at, tincidunt tristique, libero. Vivamus viverra fermentum felis. Donec nonummy pellentesque ante. Phasellus adipiscing semper elit. Proin fermentum massa ac quam. Sed diam turpis, molestie vitae, placerat a, molestie nec, leo. Maecenas lacinia. Nam ipsum ligula, eleifend at, accumsan nec, suscipit a, ipsum. Morbi blandit ligula feugiat magna. Nunc eleifend consequat lorem. Sed lacinia nulla vitae enim. Pellentesque tincidunt purus vel magna. Integer non enim. Praesent euismod nunc eu purus. Donec bibendum quam in tellus. Nullam cursus pulvinar lectus. Donec et mi. Nam vulputate metus eu enim. Vestibulum pellentesque felis eu massa.

