

L'utilisation des distorsions de décalage vers le rouge (RSD) en cosmologie pour contraindre l'amplitude des fluctuations de matière

Jean-Yves Heloret

Encadrant Alain Blanchard

du 24 janvier 2022 au 23 juin 2022

Master 2 Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie
Rapport de stage

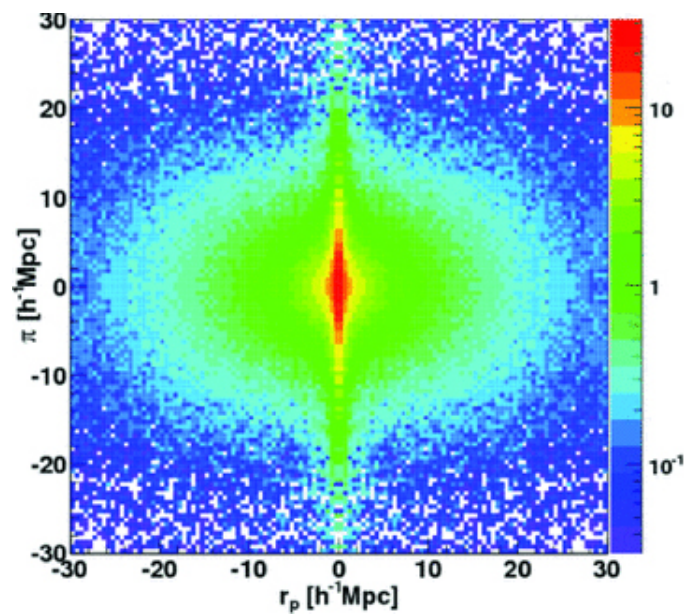


Table des matières

I	Introduction	3
I.1	La formation des grandes structures	3
I.2	Définitions/paramètres utilisés	5
I.2.1	Paramètres principaux	5
I.2.2	Autres paramètres utilisés	6
I.2.3	Paramètres utilisés dans l'observation des fluctuations de matière	6
I.3	Objectifs et cadre du stage	6
II	Synthèse de la théorie sur la formation des grandes structures	7
III	État des lieux sur la tension potentielle de S_8 (et σ_8)	9
IV	Méthodologie utilisée et principaux résultats	9
IV.1	Généralités	9
IV.1.1	Les traceurs cosmologiques	9
IV.1.2	Effets donnant des informations sur l'amplitude des fluctuations de matière	10
IV.1.3	Projets d'observation permettant d'obtenir l'amplitude des fluctuations de matière	13
IV.2	Calculs de $f\sigma_8$, σ_8 et S_8 selon la Relativité Générale avec le modèle Λ CDM	14
IV.3	Méthode pour obtenir des données d'observation de $f\sigma_8$ indépendantes	15
IV.4	Construction des contraintes à partir des mesures de RSD	17
IV.5	Contraintes combinées entre les données des RSD et les données de Pantheon+	20
IV.6	Données de DES-3Y et comparaison avec les données des RSD	22
IV.7	Contraintes combinées entre les données des RSD et de DES-3Y	23
IV.8	Contraintes combinées entre les données des RSD, de Pantheon+ et de DES-3Y	24
IV.9	Comparaison avec les données du CMB	24
IV.10	Résumé des différentes combinaisons et synthèse des paramètres à $z=0$	26
V	Discussions	26
VI	Conclusion	30
VII	Bibliographie	31
VIII	Annexe A : projets d'observation fournissant les amplitudes des fluctuations de matière	34
IX	Annexe B : comparaison de 2 formules du taux de croissance de la densité de matière	36
X	Annexe C : contraintes issues du projet eBOSS	36
XI	Annexe D : méthode bootstrap-nuages de points pour les données à faible marge d'erreur	37
XII	Annexe E : combinaison des données de Pantheon+ et de DES-3Y	39
XIII	Remerciements	40

Résumé

La cosmologie est l'étude globale de l'histoire de l'Univers et la formation des grandes structures (amas de galaxies) en est un des pans principaux. La formation des grandes structures naît des variations des quantités de matière à grande échelle, variations bien représentées par trois paramètres $-\sigma_8$, S_8 et $f\sigma_8$ - qui sont respectivement l'amplitude des fluctuations de matière dans des sphères de rayon $8h^{-1}$ Mpc, un paramètre dérivé de σ_8 et le taux de croissance paramétrisé. Ces paramètres peuvent être obtenus d'une part à partir des observations cosmologiques à l'époque actuelle et d'autre part être déduits des observations du fond diffus cosmologique (CMB). L'objectif principal du stage a été de comparer, dans le cadre du modèle cosmologique Λ CDM (Lambda Cold Dark Matter) plat, les résultats obtenus par ces deux approches.

Le stage a consisté à sélectionner un jeu de valeurs de $f\sigma_8$ à différents redshifts à partir des mesures de distorsion des décalages spectraux (RSD). Nous en avons ensuite déduit les domaines de confiance pour Ω_m (densité de matière de l'Univers) et σ_8 à l'époque actuelle, sans utiliser de donnée venant des observations du CMB afin de pouvoir faire une comparaison finale non biaisée.

Dans le cadre du modèle cosmologique de référence, le Λ CDM plat, les principaux résultats obtenus, pour l'époque actuelle, sont les suivants :

-à partir des mesures de RSD :

$$\Omega_m = 0,306^{+0,061}_{-0,061} ; \sigma_8 = 0,777^{+0,036}_{-0,036} ; S_8 = 0,785^{+0,051}_{-0,051}$$

-combinés avec les résultats du projet 'Pantheon+' :

$$\Omega_m = 0,335^{+0,018}_{-0,018} ; \sigma_8 = 0,764^{+0,020}_{-0,020} ; S_8 = 0,807^{+0,024}_{-0,024}$$

-combinés également avec les résultats du projet 'DES-3Y' :

$$\Omega_m = 0,326^{+0,015}_{-0,015} ; \sigma_8 = 0,753^{+0,021}_{-0,018} ; S_8 = 0,784^{+0,013}_{-0,013}$$

Ces résultats sont comparés avec les résultats de 2 articles récents portant sur le même sujet,[1] et[2].

Sur la base de cette analyse, et avec les limites décrites dans le rapport, il n'apparaît pas de tension significative(moins de 3σ) entre les résultats des mesures faites localement sur Ω_m , σ_8 et S_8 et celles faites à partir du CMB.

I Introduction

I.1 La formation des grandes structures

La cosmologie est l'étude globale de l'histoire de l'Univers, de ses grandes caractéristiques et de son évolution dans le temps. Ce sujet de réflexion inhérent à la nature humaine connaît une très longue histoire. Néanmoins la cosmologie a connu des progrès rapides depuis moins d'un siècle avec, entre autres, la découverte de la notion de galaxie et la mise en évidence de l'expansion de l'Univers. Ces avancées ont été possibles grâce à la théorie de la Relativité Générale et grâce à l'observation de l'espace lointain s'appuyant sur des moyens de plus en plus performants depuis le sol et l'espace. L'utilisation de moyens spatiaux a en effet permis de s'affranchir du filtre de l'atmosphère qui altère ou supprime quasiment tous les signaux électromagnétiques en dehors du domaine optique.

La cosmologie moderne est basée sur quelques principes qui, couplés avec les équations de la Relativité Générale, ont permis de construire des modèles rendant bien compte des observations. Ces principes sont les suivants :

-l'Univers est homogène à grande échelle (typiquement 100 Mpc), c'est-à-dire qu'il présente des caractéristiques, comme la température ou la densité de matière, semblables à cette échelle.

-l'Univers est isotrope, c'est à dire que sa structure à grande échelle reste la même quelle que soit la direction observée.

A partir de là, différents modèles cosmologiques ont pu être construits et à ce jour de nombreux modèles coexistent. Le modèle considéré comme le modèle de référence, car répondant le mieux aux observations, est le modèle dit 'ΛCDM plat'. Il repose sur les principales hypothèses suivantes :

-existence d'une matière noire non relativiste qui n'interagit avec la matière ordinaire (baryons) que par la gravitation, mais qui explique en particulier les mouvements des galaxies. Il est à noter que l'existence de cette matière noire n'a pas encore été prouvée ni sa nature mise en évidence.

-existence d'une énergie sombre qui génère l'accélération de l'expansion de l'Univers. Cette énergie apparaît dans l'équation d'Einstein portant sur la relation énergie/courbure de l'espace par la constante cosmologique Λ , mais sa nature reste totalement inconnue.

-la densité totale de l'Univers (masse et énergie) est très proche de la densité critique ($\Omega_c = 3H_0^2/8\pi G$, H_0 étant la constante de Hubble), qui est la densité de matière/énergie pour laquelle l'Univers est 'plat'.

Il est néanmoins utile de rappeler que des modèles alternatifs au ΛCDM existent. Par exemple, la théorie de Mond s'affranchit de l'existence de matière noire en postulant à grande échelle une loi différente de la loi de Newton. Mais cette théorie se heurte encore à des difficultés par rapport aux observations qui font qu'elle n'est pas considérée comme la théorie de référence à ce jour.

La cosmologie moderne a permis des découvertes majeures, en particulier :

-le Big Bang, confirmé par de nombreuses observations et analyses depuis son postulat.

-le fond diffus cosmologique (Cosmic Microwave Background ou CMB), premier rayonnement à 380000 ans après le Big Bang, dont la mise en évidence a eu lieu après son postulat.

-l'accélération de l'expansion de l'Univers, mise en évidence il y a environ 20 ans par l'analyse des supernovæ lointaines, découverte qui a révolutionné la cosmologie moderne.

Parmi les différents sujets de la cosmologie, la formation des structures à grande échelle (les amas de galaxies) est un sujet majeur. En effet, outre l'objectif d'obtenir un modèle satisfaisant pour expliquer ces formations, ce thème peut permettre de discriminer les différents modèles cosmologiques existants et au minimum d'affiner le modèle de référence (le ΛCDM).

La théorie de la formation des grandes structures a beaucoup progressé ces dernières années, à la fois du point de vue théorique et du point de vue observationnel : observations de millions de galaxies lointaines, d'amas de galaxies et de grandes structures en formation jusqu'à des décalages spectraux de 5 à 6. Ces observations, couplées avec des simulations numériques de plus en plus performantes ont permis de mettre au point une théorie robuste.

La formation des structures est initiée par les fluctuations de matière dans l'Univers primordial, fluctuations qui ont généré des hétérogénéités et donc des accumulations de matière donnant naissance à ces structures.

Les fluctuations de matière sont apparues avant la recombinaison (période de séparation du rayonnement et de la matière à un décalage spectral d'environ 1100) par la circulation d'ondes de pression (ondes acoustiques, appelées Ondes Acoustiques de Baryons-BAO) à l'intérieur de l'« Univers plasma » de l'époque. A l'issue du découplage matière-rayonnement, ces ondes ont été « gelées » car la pression a chuté brutalement et les surdensités n'ont évolué ensuite que sous l'action de la gravitation et de l'expansion de l'Univers. Nous retrouvons ces surdensités à grande échelle dans l'Univers actuel sous la forme de surnombre de galaxies à des distances correspondant à l'échelle caractéristique des BAO. Néanmoins, lorsqu'on extrapole les fluctuations mesurées dans le rayonnement primitif (CMB) à l'époque actuelle, une légère divergence appelée 'tension' apparaît. Il est nécessaire de confirmer ou non cette tension qui, si elle est avérée, peut être le signe d'erreurs, de biais systématiques inconnus, voire de la nécessité de faire évoluer le modèle cosmologique de référence.

I.2 Définitions/paramètres utilisés

Les variations de fluctuations de matière à grande échelle, typiquement supérieure à $8h^{-1}$ Mpc, sont faibles et sont donc considérées comme évoluant en régime linéaire. Dans ce cadre, différents paramètres sont utilisés pour caractériser les variations de densité de la matière et les excès de galaxie.

I.2.1 Paramètres principaux

- * $\xi(r)$: *fonction de corrélation du nombre de galaxies.*

Elle décrit l'excès de probabilité de trouver deux galaxies séparées par r (coordonnée comobile). C'est une probabilité en excédent par rapport à celle obtenue dans le cas théorique où les galaxies seraient réparties de façon uniforme.

- * $\delta(r)$: *surdensité de matière.*

$$\delta(r, t) = \frac{\rho(r, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (1)$$

où ρ est la *densité locale* et $\bar{\rho}$ est la *densité moyenne de l'Univers*.

- * $P(k)$: *puissance de la fluctuation de densité de matière.*

Si l'on écrit :

$$\delta(\vec{R}, t) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int \delta_k e^{ikR} d^3k \quad (2)$$

où V est le volume de la région considérée et $k = r^{-1}$, le spectre de puissance de la fluctuation de densité de matière s'écrit alors :

$$P(k) = \langle |\delta_k^2| \rangle \quad (3)$$

où la moyenne est prise selon toutes les directions possibles du vecteur \vec{k} .

Si δ est gaussien, $P(k)$ suffit à décrire les propriétés statistiques de δ .

Le spectre de puissance dans l'Univers initial s'écrit sous la forme d'une loi de puissance :

$$P(k) = A_s k^{n_s - 1} \quad (4)$$

A_s et n_s étant la *normalisation* et la *pente de la loi de puissance*.

A noter que la fonction de corrélation est la transformée de Fourier du spectre de puissance :

$$\xi(r) = \int P(k) e^{ikr} d^3k \quad (5)$$

- * $\delta_g(r)$: *surdensité de galaxies.*

C'est le surnombre de galaxies par rapport à un nombre moyen si toutes les galaxies étaient équiréparties

- * $\sigma_8(z)$: *racine carrée de la variance des fluctuations de matière* (appelée aussi amplitude des fluctuations de matière, appellation utilisée par la suite dans ce rapport).

Cette variance est obtenue à l'échelle de $8 h^{-1}$ Mpc en calculant tout d'abord :

$$\Delta^2 M_{R_8} = \langle M_{R_8}^2 \rangle - \langle M_{R_8} \rangle^2 \quad (6)$$

où R_8 est une sphère de $8h^{-1}$ Mpc de rayon, M est la masse de matière dans cette sphère et $\langle \rangle$ est la moyenne sur l'ensemble des sphères dans la région considérée.

On obtient σ_8 , qui est un paramètre adimensionnel, par l'équation :

$$\sigma_8 = \frac{\Delta M_{R_8}}{M_{R_8}} \quad (7)$$

* $f(z)$: *taux de croissance de la densité de matière.*

Il est représentatif de l'évolution de la fluctuation de densité de matière Ω_m et est déterminé ainsi : D étant la *fonction de croissance linéaire*, définie selon l'équation :

$$\delta(r, t) = D(t) \times \delta(r, t_0) \quad (8)$$

la définition de $f(z)$ est :

$$f(z) = d \ln D / d \ln a \quad (9)$$

a étant le *facteur d'échelle* dans la métrique de Robertson-Walker.

1.2.2 Autres paramètres utilisés

D'autres paramètres sont également utilisés dans la littérature :

* $S_8(z)$

$$S_8(z) = \sigma_8 \sqrt{\Omega_m / 0,3} \quad (10)$$

Ce paramètre est utilisé car l'abondance des amas de galaxies est dépendante d'une combinaison de Ω_m et σ_8 . Il est aussi aisément déductible des observations utilisant l'effet de Weak Lensing (voir § IV.1.2 A).

* $f\sigma_8(z)$ ou $f(z)\sigma_8(z)$, appelé *le taux de croissance paramétrisé*, est un paramètre directement mesurable dans les observations, en particulier à partir de la mesure des Redshift Space Distorsions (voir § IV.1.2 C).

* $\Omega_m(z)$: *densité de matière de l'Univers.*

C'est une valeur normalisée à la densité critique de l'Univers Ω_c .

1.2.3 Paramètres utilisés dans l'observation des fluctuations de matière

* β : *échelle de vitesse particulière* d'une galaxie ou d'un amas de galaxies (adimensionnel)

$\beta = f/b$ où b est le facteur de biais linéaire, rapport entre l'amplitude des fluctuations de matière de l'objet considéré et l'amplitude des fluctuations de matière dans l'Univers.

β est un paramètre obtenu par l'observation des RSD. Combiné avec l'obtention du paramètre de biais, il permet d'obtenir $f\sigma_8(z)$ par la formule rappelée dans l'article [3] :

$$f\sigma_8(z) = \beta \times b \times \sigma_8 = \beta \times \sigma_8^{tr} \quad (11)$$

σ_8^{tr} étant l'amplitude des fluctuations du traceur cosmologique considéré (voir paragraphe IV.1.1).

1.3 Objectifs et cadre du stage

Les objectifs principaux du stage étaient les suivants :

- examiner les résultats fournis par le projet eBOSS (voir annexe A pour la description du projet) sur le paramètre $f\sigma_8$ et aller au-delà pour construire des contraintes plus serrées sur les principaux paramètres de fluctuations de matière.

- pour cela, faire un bilan des données existantes sur les taux de croissance paramétrisés ($f\sigma_8$) à différents redshifts et en sélectionner un jeu de données indépendantes permettant d'en déduire les variations de $f\sigma_8$, σ_8 et S_8 en fonction du redshift (noté z).

- utiliser ces données pour contraindre les paramètres d'amplitude des fluctuations de matière et la densité de matière de l'Univers à l'époque actuelle et les combiner avec les données provenant de deux études n'utilisant pas les données du CMB et ayant des résultats avec faible marge

d'erreur (Pantheon + -étude de supernovæ de type Ia- et DES (Dark Energy Survey) -3yr).
- en final, en tirer des conclusions sur la tension potentielle entre les valeurs d'amplitude des fluctuations de matière à l'époque actuelle et celles déduites du CMB.

L'étude est faite dans le cadre du modèle cosmologique Λ CDM plat.

L'intérêt et l'originalité de cette étude est que l'utilisation transverse de différents projets d'observation a été peu faite dans la littérature.

II Synthèse de la théorie sur la formation des grandes structures

Ce chapitre a été rédigé à partir des cours de cosmologie du Master2 ASEP ainsi qu'à partir des cours de J. Rich ' Principes de cosmologie ' [4], de M. Langer ' Bases de la cosmologie moderne ' [5] et de divers articles figurant dans la bibliographie, dont en particulier l'article ' Determining the amplitude of mass fluctuation in the Universe ' de X. Fan et al.(1997)[6].

Le spectre primordial

L'Univers primordial, c'est-à-dire l'Univers depuis le Big Bang jusqu'à l'étape de recombinaison survenue environ 380 000 ans après le Big Bang, était constitué d'un plasma à haute température dépourvu d'atomes neutres, ce qui a empêché les photons de se propager. Du fait de son expansion, l'Univers s'est refroidi et les noyaux des atomes et les électrons libres se sont recombinés, permettant aux photons de circuler librement, ce qui a libéré le fond diffus cosmologique (CMB en anglais), la première lumière de l'Univers.

Avant cette phase, le plasma était soumis à 3 contraintes principales : son expansion, sa gravitation et sa propre pression de radiation. Ces contraintes ont généré des ondes de pression, appelées Oscillations Acoustiques de Baryons (BAO en anglais), ondes qui se sont propagées jusqu' à leur gel au moment de la phase de recombinaison.

Ces ondes ont créé des zones de surdensité dont le rayon caractéristique est appelé échelle BAO, voir figure 1 issue de [7].

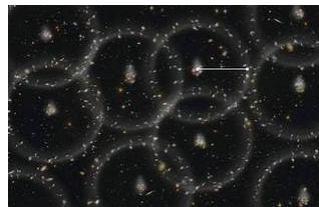


FIGURE 1 – *Sphères de baryons autour du point initial de propagation. Source eBOSS*

Ce rayon est lié à la vitesse de propagation des ondes sonores dans le plasma. L'échelle BAO est donnée par l'équation :

$$r_{BAO} = \int_{z_{rec}}^{\infty} \frac{c_s(z)}{H(z)} dz \quad (12)$$

c_s étant la vitesse du son dans ce plasma ($\approx c/\sqrt{3}$), z_{rec} le redshift au moment de la recombinaison et $H(z)$ la constante de Hubble au redshift z .

On retrouve dans l'Univers actuel un surnombre de galaxies à cette échelle BAO, voir figure 1. La mesure de l'échelle BAO permet de contraindre les principaux paramètres cosmologiques, comme la constante de Hubble ou la densité de matière.

Le spectre des fluctuations de matière

Selon l'équation 1, les variations de densité de matière dans l'Univers s'écrivent

$\rho(r, t) = \bar{\rho}(t)(1 + \delta(r, t))$ où $\bar{\rho}(t)$ est la densité moyenne de l'Univers.

Dans une région de volume V_R , en faisant une transformation de Fourier ($k = r^{-1}$), nous obtenons l'équation :

$$M_R = \int_{r' < R} \rho(r') d^3 r' = \bar{\rho} V_R (1 + \int \delta_k W(kr) e^{ikR} d^3 k) \quad (13)$$

où $W(kr) = V_R^{-1} \int \delta_k e^{ikR} d^3 r$.

W est en général modélisé sous la forme :

$$W(kR) = \frac{3}{kR^3} (\sin(kR) - kR \cos(kR)) \quad (14)$$

c'est une fonction qui tronque les 'petites' contributions à la masse M_R : $W \approx 1$ pour $kR \ll 1$ et $W \approx 0$ pour $kR \gg 1$.

En prenant la moyenne sur le volume V , nous obtenons :

$$\Delta^2 M_R / \langle M_R \rangle^2 = (\langle M_R^2 \rangle - \langle M_R \rangle^2) / \langle M_R \rangle^2 = \int |\delta_k|^2 W(kR)^2 k^2 d^3 k \quad (15)$$

Le spectre de puissance des fluctuations de matière est défini comme $P(k) = \langle |\delta_k|^2 \rangle$ et la racine carrée de la variance est définie comme $\sigma_R = \Delta M_R / \langle M_R \rangle$.

Pour pouvoir mesurer à grande échelle les 'grumeaux' de l'Univers, on considère des sphères de $8h^{-1}$ Mpc d'où le paramètre σ_8 . Comme les fluctuations sont faibles à cette échelle et bien représentées par une distribution gaussienne, la fluctuation de matière, et donc la densité des galaxies, est entièrement caractérisée par sa variance, d'où l'importance de ce paramètre.

Relation entre l'amplitude des fluctuations de matière et le nombre de galaxies

Le nombre de structures ayant une masse comprise entre M et $M + dM$ est donné par la formule :

$$\frac{dn}{dM} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho} \delta_c}{M^2 \sigma_M} \left| \frac{d \ln \sigma_M}{d \ln M} \right| e^{-\delta_c^2 / 2 \sigma_M^2} \quad (16)$$

avec σ_M la variance de fluctuation de masse dans des sphères données et δ_c la densité nécessaire pour provoquer l'effondrement gravitationnel. Nous avons :

$$\sigma_M = \sigma_8 \left(\frac{M}{M_8} \right)^{-\alpha} \quad (17)$$

avec α un coefficient empirique valant entre 0,15 et 0,33 selon les configurations et $\delta_c \approx 1,68$. Les formules ci-dessus permettent de relier le paramètre d'amplitude des fluctuations de matière au nombre d'amas de galaxies. Il est à noter que plusieurs articles considèrent que le nombre d'amas de galaxies détecté, soit par effet Sunyaev-Zeldovich (ou SZ, voir paragraphe IV.1.2) soit par rayons X, est inférieur à ce que prévoit la théorie ci-dessus. L'article de A. Blanchard et S. Ilic. 2021 'closing up the cluster tension' [8] montre que ce 'faible' nombre d'amas de galaxie par rapport à la théorie provient plutôt du fait que le paramètre de biais hydrostatique est mal cerné, et que lorsqu'on le laisse libre, le résultat obtenu est plus faible que la valeur utilisée habituellement (0,6 contre 0,8).

Nota : le processus de formation est souvent modélisé avec une symétrie sphérique même si, de fait, il s'agit d'un problème à N corps (N étant très grand) qui donne une structure filamenteuse de l'Univers, les amas de galaxies étant aux intersections de ces filaments.

III État des lieux sur la tension potentielle de S_8 (et σ_8)

Les valeurs de S_8 et σ_8 peuvent être obtenues à partir des observations cosmologiques faites à l'époque actuelle, comme par exemple par les mesures des masses des amas obtenues par effet Sunyaev Zeldovich, ainsi que celle obtenue par l'observation en rayons X et par effet de lentille faible (voir paragraphe IV.1.2). Ceci est décrit dans les articles 'Blanchard et Illic' [8], 'Hollinger et al' [9] ou 'Benisty et al' [1].

Elles peuvent également être déduites des données du CMB en utilisant un modèle donnant l'histoire de l'expansion de l'Univers permettant d'extrapoler la valeur à faible redshift.

La comparaison des résultats obtenus par ces deux méthodes a fait l'objet de nombreux articles, comme l'article 'Kazantzidis et al.' 2018 [10] et a montré des écarts de plus de 3σ , par exemple dans l'article [11] d'où l'appellation de tension de S_8 (ou σ_8).

Néanmoins, les dernières analyses sur ce sujet montrent que l'écart sur les résultats entre les deux méthodes est moins fort qu'initialement calculé :

- l'article 'Arbitrating the S_8 discrepancy with growth rate measurements from Redshift-Space Distorsion' [6] montre qu'en combinant les mesures de RSD avec les mesures géométriques des BAO (Baryon Acoustic Oscillations), on obtient un écart de $2,2\sigma$ avec les données du CMB.
- l'article de Lemos et al. 2021 [12] 'Assessing tension metrics with Dark Energy Survey and Planck data' fait une analyse détaillée de cette tension et conclut qu'elle se réduit à $\approx 2,3\sigma$.
- les conclusions du Dark Energy Survey (DES)-Y3 montrent que les deux méthodes de détermination du σ_8 ont un écart de $1,5\sigma$ (cf. article [13]) ; ceci modifie les résultats initiaux du DES-Y1.

Néanmoins le débat n'est pas définitivement clos à ce jour.

IV Méthodologie utilisée et principaux résultats

IV.1 Généralités

IV.1.1 Les traceurs cosmologiques

Les traceurs cosmologiques sont les objets permettant de mesurer des paramètres cosmologiques. Les principaux sont les suivants :

* les galaxies et amas de galaxies

Les galaxies sont des ensembles d'étoiles, de matière noire, de poussière et de gaz associés par la gravitation. Les amas de galaxies (ou amas galactiques) sont des regroupements de plusieurs centaines de galaxies liées par la gravitation.

* les chandelles astrophysiques (supernovæ et Céphéides)

Une chandelle astrophysique est un phénomène dont la luminosité absolue est connue ce qui permet d'en déterminer la distance en comparant cette luminosité absolue à celle observée. Cela fournit la distance des objets environnant la chandelle, cette mesure de distance étant une des plus grandes difficultés en astrophysique.

2 types de chandelles sont particulièrement utilisés :

- *les Céphéides*

Une Céphéide est une étoile dite variable, c'est-à-dire dont l'éclat varie selon une période bien définie fonction de sa luminosité absolue. Ce sont des chandelles utilisables à bas redshift.

-les supernovæ (SN)

Une supernova est un phénomène qui résulte de l'implosion d'une étoile en fin de vie avec une augmentation brève et violente de sa luminosité.

Une supernova de type Ia, ou supernova thermonucléaire, est un type de supernova survenant dans les systèmes binaires contenant au moins une naine blanche. Ces phénomènes, comme rappelé dans l'article de Brout et al.(2017) sur l'analyse Panthéon+ [14], permet de mieux comprendre les différentes phases de l'histoire de l'Univers car ils sont visibles à très grande distance et sont suffisamment fréquents pour être détectés en grand nombre, permettant ainsi d'établir des statistiques solides.

Leur modélisation s'est faite en étudiant les supernovæ à bas redshift et en utilisant des Céphéides situées dans la même région, ce qui a permis ensuite d'utiliser des supernovæ à grand redshift, afin de mieux mesurer la constante de Hubble.

Ainsi, grâce à l'étude des supernovæ, Adam Riess et son équipe ont pu démontrer l'accélération de l'expansion de l'Univers, d'où la notion d'énergie sombre pour 'expliquer' cette accélération.

L'étude de ces chandelles (distance, redshift...) permet, d'une manière générale, de contraindre les paramètres cosmologiques tels que la densité de matière Ω_m ou la constante de Hubble H_0 et alimente donc la théorie sur la formation des structures.

* le rayonnement primordial (CMB)

Ce rayonnement, apparu à la recombinaison est très homogène globalement. Néanmoins, il présente des anisotropies qui contiennent des informations importantes sur les fluctuations de matière de l'époque. Les données les plus précises à ce jour sur le CMB ont été fournies par le satellite Planck, en opération entre juillet 2010 et octobre 2013.

Ces données ont une précision inégalée par rapport à celles effectuées depuis le sol sur des paramètres comme Ω_m . Concernant les paramètres caractérisant les fluctuations de matière, il faut néanmoins être prudent vis-à-vis de la transposition à l'époque actuelle, car ces transpositions font appel à des hypothèses sur l'histoire de l'expansion de l'Univers et à des fonctions de transfert encore incertaines.

* les quasars

Ce sont les noyaux de galaxies où un trou noir supermassif est actif. La matière environnante de ce trou noir émet un signal électromagnétique extrêmement puissant qui permet d'observer ces objets à très grande distance et sert donc de chandelle cosmologique lointaine.

* les vides

L'observation des régions vides permet de recueillir des informations cosmologiques intéressantes en comparant les taux de croissances mesurés autour de ces régions avec le taux de croissance mesuré au niveau des amas.

IV.1.2 Effets donnant des informations sur l'amplitude des fluctuations de matière

A) Les différents effets cosmologiques utilisables

Les paramètres liés à l'amplitude des fluctuations de matière sont déduits des observations des effets suivants :

* les distorsions de décalage vers le rouge (RSD)

La description détaillée de cet effet est donnée dans le chapitre IV.1.2 C.

* L'effet de lentille gravitationnelle faible (WL)

L'effet de lentille gravitationnelle faible (Weak Lensing ou WL en anglais), tout comme l'effet de lentille gravitationnelle forte, est prédit par la Relativité Générale et provient de la déviation des trajectoires des photons lorsqu'ils passent près d'un corps massif : voir figure 2.

L'effet de WL est plus fréquent que l'effet de lentille gravitationnelle forte mais plus difficile à détecter et à modéliser. L'effet de WL se traduit par une image augmentée des objets en arrière-plan (effet de magnification) et par un étirement, ou aplatissement (effet de 'cosmic-shear') de ceux-ci.

La mesure de cet effet permet d'accéder à la masse de la lentille et est donc utilisable pour la détermination de l'amplitude des fluctuations de matière.

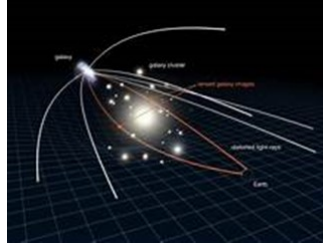


FIGURE 2 – Représentation de l'effet de lentille ('lensing').

* La mesure d'abondance des amas de galaxies et l'effet SZ

La mesure d'abondance des amas de galaxies permet de contraindre les paramètres de fluctuation de matière (σ_8). L'obtention de cette mesure se base sur des relations entre la masse des amas et les observables, qui sont en général les mesures de l'effet Sunyaev-Zeldovich(SZ) à grand redshift et l'observation en rayons X ou en optique à bas redshift (voir article [8]).

Pour rappel, l'effet SZ est l'effet Compton inverse subi par les photons du CMB (de faible énergie) lorsqu'ils sont impactés par des électrons de forte énergie venant des plasmas des amas de galaxies. Ces chocs créent des distorsions dans le CMB, accessibles aux observations cosmologiques.

La difficulté dans l'utilisation de l'abondance des amas de galaxies est que les relations entre les masses des amas et les observables dépendent de paramètres, comme le biais hydrostatique, dont la valeur est incertaine.

* La méthode de dipôle gravitationnel

Le principe de cette méthode est d'utiliser les relations suivantes, valables en théorie linéaire des instabilités gravitationnelles (cf. Avila et al.2021[3]) :

$$\overrightarrow{V(r)} = \frac{H_0 f}{4\pi G \bar{\rho}} \overrightarrow{g(r)} \quad (18)$$

où $\overrightarrow{g(r)}$ est le champ gravitationnel, $\overrightarrow{V(r)}$ la vitesse particulière d'un amas et $\bar{\rho}$ la densité moyenne dans un grand volume V .

$$\overrightarrow{g(r)} = G \bar{\rho} \int_V \delta(r') \frac{\overrightarrow{r' - r}}{|r' - r|^3} d^3 r' \quad (19)$$

Pour calculer $\overrightarrow{g(r)}$ à partir d'un catalogue d'observations, il faut utiliser la relation $\delta_{amas} = b \times \delta$, où b est le biais linéaire explicité dans les définitions.

A partir de ces relations, on peut donc obtenir les vitesses particulières de galaxies et donc $f\sigma_8$. Cette technique est peu utilisée du fait de l'incertitude venant du facteur de biais. C'est une façon indirecte d'obtenir $f\sigma_8$.

B) Effet pouvant perturber les résultats d'observation : effet Alcock Paczynski (AP)

L'effet Alcock -Paczynski (AP) est une distorsion géométrique de la cartographie et des statistiques en 3D des galaxies dans l'Univers. En effet, la modélisation de l'Univers en 3D suppose un modèle cosmologique fournissant des informations sur les redshifts et sur les angles d'observation et si le 'vrai' modèle cosmologique diffère de celui utilisé, la statistique des galaxies en 3D en est affectée. C'est ce qui est appelé 'l'effet AP'.

Cet effet est donc à prendre en compte lorsque l'étude porte sur des évolutions du modèle cosmologique par rapport au Λ CDM. Quantitativement, son effet fait varier les paramètres cosmologiques de quelques pour cents à grand redshift (voir article [10]) ; sa modélisation est donnée dans l'article [16].

Nota : dans le cas de la présente étude, puisque nous utilisons strictement le modèle Λ CDM, cet effet n'est pas pris en compte.

C) Zoom sur la distorsion de redshift (RSD)

Le Redshift Space Distorsion (voir figure 3) est un effet relevé en cosmologie observationnelle où la distribution des galaxies en fonction du redshift(z) est déformée par rapport à sa distribution dans l'espace réel.

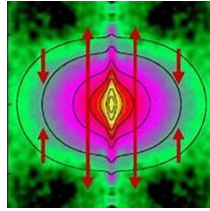


FIGURE 3 – Représentation de l'effet RSD.

Cet effet provient de la vitesse particulière des galaxies, ou amas de galaxies le long de la ligne de visée, qui s'ajoute (ou se retranche) à l'éloignement apparent de ces mêmes galaxies du fait de l'expansion de l'Univers, voir figure 4 sur le principe.

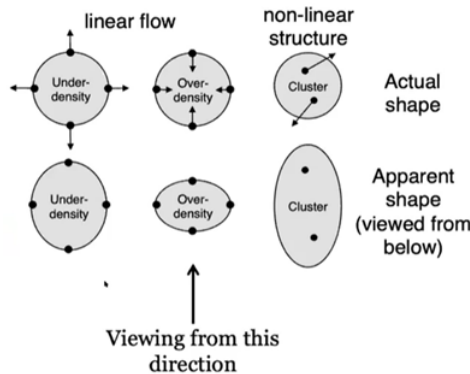


FIGURE 4 – Déformation des objets dans l'espace des redshifts

Le RSD se matérialise principalement de 2 façons :

- l'effet Kayser (régime linéaire) : par effet de gravitation, les galaxies ' tombent ' vers le centre de l'amas auquel elles appartiennent, créant un aplatissement apparent de la structure.
 - le FOG (Finger Of God) (régime non linéaire) : les galaxies, ou amas, ont des mouvements propres qui se traduisent par des vitesses radiales créant un surplus de rouge (ou l'inverse) vers l'observateur et donnant une image rouge ' pointant ' vers l'observateur. L'effet de RedShift Distorsion était initialement perçu comme une gêne dans les observations cosmologiques. Mais depuis environ 35 ans, il s'est avéré que cette donnée encodait des informations sur la façon dont les grandes structures se sont créées. En particulier, les RSD peuvent être utilisées pour calculer le spectre de puissance de la fluctuation de densité de matière et donc en final $f\sigma_8$.
- La façon d'obtenir ces informations est décrite dans l'article de Percival et al.(2009) ' Testing Cosmological Structure Formation using Redshift-Space Distorsions ' [17] :
- on se place dans l'espace de Fourier des distances cosmologiques, donc avec le paramètre $k = r^{-1}$.
 - la surdensité du nombre de galaxies, $\delta_g^s(k)$, s'écrit en régime linéaire, et avec l'hypothèse couramment admise d'un champ de vitesse irrotationnel :

$$\delta_g^s(k) = \delta_g(k) - \mu^2 \Theta(k) \quad (20)$$

avec $\Theta = \nabla(u)$, u étant la vitesse particulière de l'objet le long de la ligne de visée, et μ le cosinus de l'angle de visée. Dans la théorie des perturbations linéaires :

$$\Theta(k) = -f\delta_{mass}(k) \quad (21)$$

-en régime linéaire, le spectre de puissance des RSD- $P_g^s(k, \mu) = \langle |\delta_g(k, \mu)|^2 \rangle$ est :

$$P_g^s(k, \mu) = (b + f\mu^2)P_m(k) \quad (22)$$

b étant le facteur de biais linéaire.

-en régime quasi-linéaire ou non linéaire, le spectre de puissance des RSD est relié au spectre de puissance de la surdensité du nombre de galaxies et au spectre de puissance du champ de vitesse le long de la ligne de visée par la relation :

$$P_g^s(k, \mu) = [P_{gg}(k) + 2\mu^2 P_{g\Theta}(k) + \mu^4 P_{\Theta\Theta}(k)]F(k, \mu) \quad (23)$$

avec $P_{gg}(k) = \langle |\delta_g(k)|^2 \rangle$, $P_{g\Theta}(k) = \langle |\delta_g(k)\Theta(k)| \rangle$, $P_{\Theta\Theta}(k) = \langle |\Theta(k)|^2 \rangle$ les spectres de puissance 'galaxies-galaxies', 'galaxies- Θ ' et ' $\Theta - \Theta$ '.

Lorsqu'on peut prendre une hypothèse de régime quasi-linéaire, $F(k, \mu^2)$ est proche de 1. En régime non linéaire, il faut se baser sur des modèles numériques fournissant des valeurs de $F(k, \mu^2)$.

Cette méthode de mesure de l'amplitude des fluctuations de matière est complémentaire de la méthode de Weak Lensing (cf. ci-avant). Son intérêt principal est de pouvoir mesurer les spectres de puissance des vitesses d'amas et d'en déduire de façon directe le paramètre $f\sigma_8$.

IV.1.3 Projets d'observation permettant d'obtenir l'amplitude des fluctuations de matière

Depuis plus de 20 ans, de nombreux projets d'observation de l'Univers dans différentes bandes de fréquence ont été conduits ou sont encore en cours. Ces projets sont lancés avec des objectifs divers, mais permettent également d'affiner les mesures de l'amplitude des fluctuations de matière. Les valeurs de $f\sigma_8$ utilisées dans la présente étude sont issues de ces projets, comme rappelé dans le tableau 1. Ces projets sont décrits en annexe A.

IV.2 Calculs de $f\sigma_8, \sigma_8$ et S_8 selon la Relativité Générale avec le modèle Λ CDM

La théorie de la Relativité Générale ainsi que le modèle cosmologique utilisé (Λ CDM plat) permettent d'obtenir des valeurs théoriques pour $f\sigma_8(z)$, $\sigma_8(z)$ et $S_8(z)$, en fonction de Ω_0 (c'est à dire Ω_m à redshift nul) et $\sigma_8(0)$, qui seront comparées aux valeurs d'observation.

La méthode est la suivante :

- dans un premier temps nous calculons $\Omega_m(z)$ en utilisant la relation $\Omega_m(z)$ obtenue à partir des équations suivantes, voir Beutler et al.(2012) [18] :

$$\Omega_m(z) = \frac{H_0^2}{H(z)^2} \Omega_0 (1+z)^3 \quad (24)$$

et

$$\frac{H_0^2}{H(z)^2} = [\Omega_0 (1+z)^3 + 1 - \Omega_0]^{-1} \quad (25)$$

Compte tenu des hypothèses sur le modèle cosmologique, $\Omega_k = 0$ et $\Omega_{total} = 1$ (Univers plat) d'où l'énergie du vide : $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$ pour tout z .

Ceci permet de calculer une fonction $\Omega_m(z)$, à partir de Ω_0 :

$$\Omega_m(z) = \frac{\Omega_0 (1+z)^3}{\Omega_0 (1+z)^3 + (1 - \Omega_0)} \quad (26)$$

- on peut ainsi en déduire $f(z)$. En effet, dans l'hypothèse de fluctuations de matière en régime linéaire, une bonne approximation de $f(z)$ est $f(z) = \Omega_m^\gamma$, γ étant appelé *l'index de croissance*. Selon la littérature, γ est bien approximé par une constante égale à 5/9.

Nota : cette valeur est celle utilisée dans la suite de cette étude. Néanmoins, une valeur plus fine est parfois utilisée dans la littérature :

$$\gamma(z) = 6/11 - 15/2057 \times \ln(\Omega_m(z)) \quad (27)$$

Nous avons testé cette fonction et la comparaison avec la formulation plus simple est décrite en annexe B. La différence est inférieure à 0,3% et **est donc négligeable**.

- dans un deuxième temps, on calcule $D(z)$: dans le cadre de la théorie des perturbations linéaires eulériennes (voir [19]), $D(z)$ est solution de l'équation :

$$\frac{d^2 D}{d\tau^2} + aH \frac{dD}{d\tau} = \frac{3}{2} \Omega_m a^2 H^2 D \quad (28)$$

$H(z)$ étant le paramètre de Hubble, a étant le coefficient de croissance ($a = 1/(1+z)$) et τ le temps conforme ($d\tau = dt/a$).

Cette équation, du 2ieme ordre, a 2 solutions indépendantes : D^+ (mode de croissance le plus rapide) et D^- (mode de croissance le moins rapide) :

$$D^+ \approx k \frac{a\Omega_m}{\Omega_m^{4/7} - \Omega_\Lambda + (1 + \Omega_m/2)(1 + \Omega_\Lambda/70)} \quad (29)$$

$$D^- \approx k' H \quad (30)$$

k et k' étant des constantes de normalisation, et dans le modèle dans lequel on travaille, Ω_Λ étant égal à $(1 - \Omega_m)$ pour tout redshift.

Le mode le moins rapide, D^- , est négligé et on ajuste donc k tel que D^+ soit égal à 1 à redshift nul.

Ces calculs permettent d'obtenir $\sigma_8(z)$ ($\sigma_8(z) = \sigma_8(0) \times D(z)$), $f\sigma_8(z)$ et $S_8(z)$ en fonction de Ω_0 et $\sigma_8(0)$.

IV.3 Méthode pour obtenir des données d'observation de $f\sigma_8$ indépendantes

Le paramètre mesuré dans les observations est $f\sigma_8(z)$ et le projet eBOSS a permis d'en établir un premier jeu de données à différents redshifts, voir figure 5 issue de [7]. Ces données ne permettent pas d'avoir des contraintes très serrées sur les paramètres Ω_m , σ_8 et S_8 à redshift nul, voir annexe C. Il est nécessaire d'aller au-delà et d'agrandir le jeu de données.

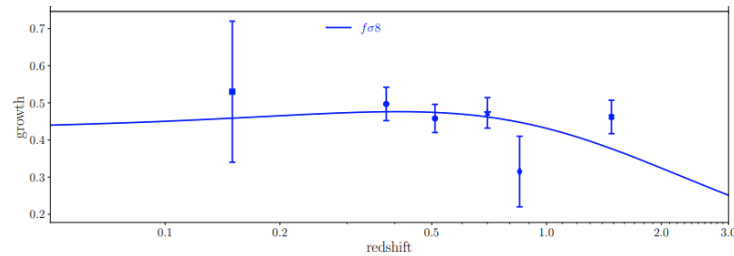


FIGURE 5 – Données sur le taux de croissance de la densité de matière. eBOSS.

A) Principes

L'objectif premier est de sélectionner un jeu de données de $f\sigma_8$ issues de différents projets. Il est important de choisir des données indépendantes, car les termes non diagonaux de la matrice de covariance ne sont pas disponibles, ce qui engendre une incertitude importante sur le résultat final.

Le deuxième objectif est d'obtenir σ_8 ou $f\sigma_8(z)$ sans faire intervenir de donnée venant du CMB. Ceci permet en effet une comparaison non biaisée entre les résultats obtenus par la méthode des RSD et les résultats obtenus depuis le CMB.

Nota : certaines observations fournissent également des valeurs de $f(z)$, mais celles-ci sont obtenues de façon indirecte : en effet, elles sont obtenues à partir de l'échelle de vitesse particulière de l'objet β et du facteur de biais linéaire b : $f = \beta \times b$; mais le facteur de biais ne peut être obtenu qu'indirectement à partir d'un modèle cosmologique faisant intervenir les résultats de Planck ramenés à des faibles redshifts.

En partant de la méthode préconisée par 'Avila et al.(2022)' [2], la méthode d'obtention de valeurs indépendantes et fiables pour $f\sigma_8(z)$ que nous avons utilisée est la suivante :

1) On ne considère que des données d'observation directe de $f\sigma_8(z)$ dans des articles publiés.

L'objectif est d'éviter les données obtenues avec l'utilisation des paramètres de calcul intermédiaires, ce qui crée un doute sur la valeur finale de $f\sigma_8(z)$ affichée.

2) On ne considère que des valeurs de $f\sigma_8(z)$ situées à des redshifts écartés sauf si les observations sont faites sur des traceurs cosmologiques différents ou dans des zones d'observation différentes.

L'objectif est d'obtenir des valeurs indépendantes entre elles.

3) On ne considère que les valeurs les plus récentes lorsqu'un même projet a fourni des catalogues au cours de plusieurs années.

En pratique, nous sommes partis principalement des données fournies dans les articles 'Avila et al.(2022)' [2] et 'Benisty et al.(2021)' [1], en remontant à la source de ces données pour éliminer celles ne répondant pas aux critères ci-dessus. Nous avons aussi rajouté quelques données fournies dans d'autres articles, qui élargissaient le jeu de données tout en respectant les critères ci-dessus.

Il est à noter que le critère 1) est particulièrement sélectif car de nombreux articles fournissent des valeurs indirectes de $f\sigma_8(z)$. L'application de ce critère a conduit à revoir plusieurs fois le jeu de données sélectionné. Au final, seules les observations s'appuyant sur les RSD ont été retenues.

24 valeurs de $f\sigma_8(z)$ ont été retenues, cf. tableau 1 et figure 6.

Projet	z	$f\sigma_8$	%incert.	Reference	Traceur	Effet utilisé
2MFT	0	$0,505^{+0,089}_{-0,079}$	16,7	[20]	2000 galaxies	RSD
6dFGS	0,067	$0,423 \pm 0,055$	13	[18]	galaxies	RSD
SDSS DR13	0,1	$0,48 \pm 0,16$	33,3	[21]	galaxies	RSD
2dFGRS	0,17	$0,51 \pm 0,06$	11,8	[22]	galaxies	RSD
GAMA	0,18	$0,36 \pm 0,09$	25	[23]	180000 galaxies	RSD
Wiggle Z	0,22	$0,42 \pm 0,07$	16,7	[24]	galaxies à $z < 1$	RSD
SDSS LRG60	0,25	$0,3512 \pm 0,0583$	17,1	[25]	LRG	RSD
BOSS LOW Z	0,32	$0,48 \pm 0,10$	20,8	[26]	galaxies	RSD
SDSS LRG 200	0,37	$0,4602 \pm 0,0378$	8,7	[25]	LRG	RSD
GAMA	0,38	$0,44 \pm 0,06$	13,6	[23]	180000 galaxies	RSD
Wiggle Z	0,41	$0,45 \pm 0,04$	8,9	[24]	galaxies à $z < 1$	RSD
CMASS BOSS	0,57	$0,453 \pm 0,022$	4,4	[28]	vide+LRG	RSD+AP
Wiggle Z	0,6	$0,43 \pm 0,04$	9,3	[24]	galaxies à $z < 1$	RSD
VIPERS	0,6	$0,48 \pm 0,12$	25	[29]	galaxies	RSD + WL
SDSS IV	0,69	$0,447 \pm 0,039$	8,7	[30]	BAO+LRG	RSD
SDSS IV	0,77	$0,432 \pm 0,038$	8,8	[35]	ELG LRG	RSD
Wiggle Z	0,78	$0,38 \pm 0,04$	10,5	[24]	galaxies à $z < 1$	RSD
SDSS IV	0,85	$0,52 \pm 0,10$	19,2	[31]	vide	RSD
VIPERS	0,86	$0,48 \pm 0,10$	20,8	[29]	galaxies	RSD + WL
SDSS IV	0,978	$0,379 \pm 0,176$	46,8	[31]	quasars	RSD+AP
SDSS IV	1,23	$0,385 \pm 0,1$	26	[31]	quasars	RSD+AP
FASTSOUND	1,4	$0,494^{+0,126}_{-0,120}$	24,9	[32]	galaxies	RSD
SDSS IV	1,52	$0,426 \pm 0,077$	18,1	[34]	quasars	RSD
SDSS IV	1,944	$0,364 \pm 0,106$	29,1	[31]	quasars	RSD+AP

TABLE 1 – Valeurs indépendantes de $f\sigma_8(z)$ retenues.

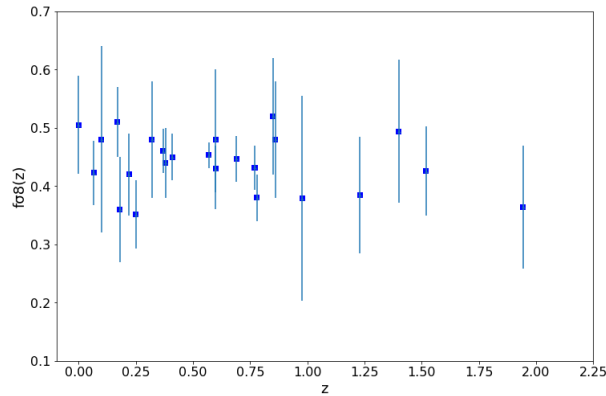


FIGURE 6 – Représentation des données sélectionnées en fonction du redshift.

B) Affermissement des données d'observation par la méthode de bootstrap

La méthode consistant à utiliser des données indépendantes de $f\sigma_8$ peut être biaisée par un point éloigné de la valeur théorique surtout si celui-ci a une faible marge d'erreur : ainsi, sur les points retenus initialement, nous avons fait un test en supprimant une seule donnée, un peu extrême, et cela créait une variation sur σ_8 de l'ordre de 20%, ce qui est rédhibitoire pour pouvoir analyser une tension potentielle. L'analyse ultérieure de cette donnée a finalement montré qu'elle ne répondait pas aux critères de sélection, mais cela a néanmoins montré la sensibilité de la méthode. En conséquence, nous avons appliqué une méthode statistique, dite méthode de bootstrap non-paramétrique : en statistiques, les techniques de bootstrap sont des méthodes d'inférence statistique basées sur la création d'un grand nombre de jeux de données à partir du jeu de données initial. Le bootstrap non-paramétrique consiste à créer de nouvelles données statistiques, par tirage avec remise, à partir des données initiales.

Ainsi, dans le cas présent, la méthode de bootstrap non paramétrique est réalisée de la façon suivante à partir des triplés $(f\sigma_8, z, f\sigma_8^{erreur})$ des données sélectionnées :

- on recrée un jeu de données de même taille, par tirages aléatoires faits à partir de la liste initiale avec la possibilité que certains triplés ne soient plus présents et d'autres présents plusieurs fois.

- on refait cette boucle un grand nombre de fois, typiquement 1000 fois comme recommandé dans le manuel d'utilisation de cette méthode.

En pratique, nous avons utilisé cette méthode à l'aide du module 'random' de Python pour créer 1000 jeux de données bootstrap .

Cette méthode permet d'avoir des résultats peu sensibles à des points 'extrêmes' et sert de garde-fou. Elle permet, en particulier, de détecter si un point ayant une faible marge d'erreur a une forte influence : pour cela, dans les 1000 jeux de données issues de la méthode bootstrap , nous avons colorisé l'influence de chacun des points ayant une faible marge d'erreur ($< 10\%$) sur les valeurs de Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$: voir annexe D.

La conclusion est que, dans le jeu final, il n'y a pas de donnée avec une influence extrême sur le résultat.

IV.4 Construction des contraintes à partir des mesures de RSD

A) $f\sigma_8$

Afin de déterminer la fonction $f\sigma_8(z)$ qui correspond le mieux aux données brutes et à leurs incertitudes, nous avons appliqué un ajustement par la méthode des moindres carrés pondérée : un polynôme de degré 4 permet d'avoir un coefficient de détermination de plus de 97%. Nous avons également calculé la courbe de $f\sigma_8$ théorique et le gabarit de $f\sigma_8$ théorique pour les différents tirages de bootstrap.

L'ensemble de ces points et courbes est donné en figure 7. La courbe rouge donne la meilleure estimation du taux de croissance (méthode des moindres carrés sans bootstrap). La courbe verte en trait plein montre la courbe obtenue par la théorie et les courbes vertes pointillées sont les gabarits à 1σ de la courbe théorique.

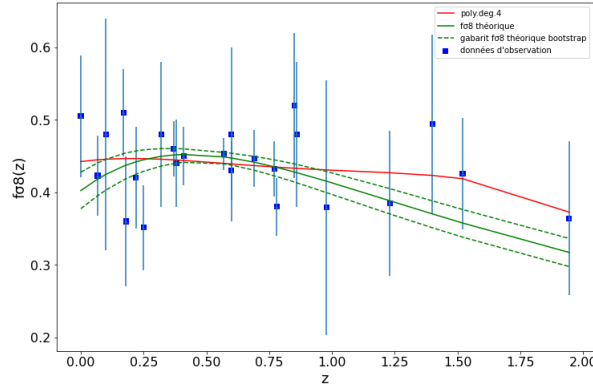


FIGURE 7 – Taux de croissance de la densité de matière en fonction du redshift.

B) Approximation de $\sigma_8(z)$ par un polynôme

A partir du polynôme du 4^{ème} degré approximant le mieux $f\sigma_8$, on en déduit $\sigma_8(z)$ en utilisant l'approximation $f(z) \approx \Omega_m^\gamma$, voir figure 8.

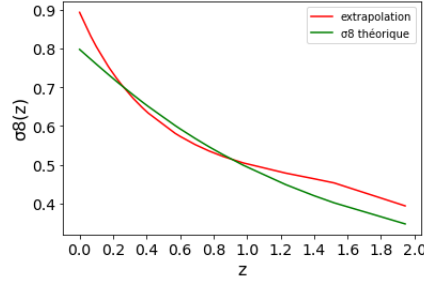


FIGURE 8 – σ_8 en fonction du redshift, déduit des observations (courbe rouge) et théorique (courbe verte).

L'approximation à partir d'un polynôme du 4^{ème} degré du jeu de données $f\sigma_8$ donne des résultats corrects pour les paramètres $f\sigma_8$ et σ_8 sauf aux redshifts proches de 0 et de 2. L'intérêt d'utiliser un polynôme est que cela fournit une expression pouvant simplifier les codes de calcul ultérieurs.

C) $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$

Afin de déterminer Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$, c'est-à-dire les paramètres Ω_m , σ_8 et S_8 à l'époque actuelle, nous avons laissé ces paramètres libres et les avons contraints en utilisant les données d'observation et les calculs théoriques correspondants. Le principe est :

- de calculer :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(f\sigma_8^{theo}(z_i) - f\sigma_8^{obs}(z_i))^2}{erreur^2(i)} \quad (31)$$

avec :

- . $f\sigma_8^{obs}(z_i)$ le résultat de l'observation au redshift z_i .
- . $f\sigma_8^{theo}(z_i)$ le résultat du calcul théorique au redshift z_i .
- . ' $erreur(i)$ ' la marge d'erreur dans l'observation au redshift z_i .
- . n le nombre d'observations.

Nota : $\chi^2 = -2 \times \ln(\text{vraisemblance})$.

- de chercher le couple $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ qui minimise le χ^2 , puis d' établir les contours de confiance à 68,3%, 95,4% et 99,73% correspondant respectivement à $\Delta\chi^2 = 2,3$ (1σ pour 2 paramètres), $\Delta\chi^2 = 6,17$ (2σ pour 2 paramètres) et $\Delta\chi^2 = 11,8$ (3σ pour 2 paramètres).

- de faire de même pour le couple $(\Omega_0, S_8(0))$.

Vérification de la méthode.

Afin de vérifier si les résultats donnés par le modèle construit sont cohérents des résultats donnés par des articles traitant du même sujet, nous avons utilisé les données de $f\sigma_8$ sélectionnées dans l'article de Avila et al. 'Inferring S_8 and γ with cosmic growth rate measurement using machine learning' [2], et comparé les résultats sur la distribution de (Ω_m, σ_8) et (Ω_m, S_8) entre cet article et ce qui est obtenu avec notre code.

Nota : il est à noter que 'Avila et al' ont utilisé une méthode différente de celle que nous avons utilisée puisqu'à partir de leur jeu de données ils ont appliqué une méthode de 'Gaussian Process Regression'(GPR).

Les contours de confiance obtenus par la méthode du stage sont représentés en figure 9 gauche.

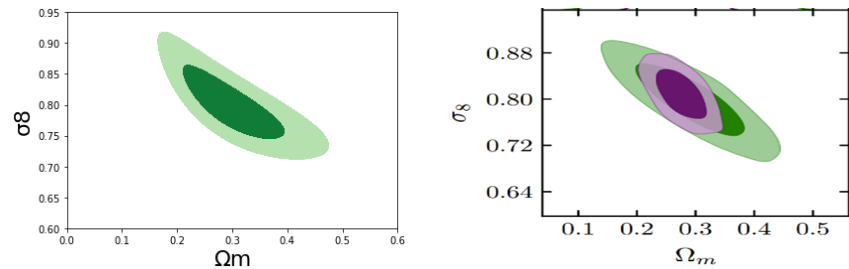


FIGURE 9 – A gauche, distribution (σ_8, Ω_m) obtenue avec les données de l'article Avila et al. et la méthode utilisée dans le stage. A droite extrait de l'article d'Avila et al. pour la même distribution (partie verte). (Pour information, la partie violette est construite à partir du paramètre $f\sigma_8 + f$)

Les résultats obtenus sont comparables : cela renforce la confiance dans la méthode utilisée.

Résultats obtenus sans méthode de bootstrap

Les résultats obtenus en laissant libres les paramètres $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ d'une part et $(\Omega_0, S_8(0))$ d'autre part, sont les suivants :

- les contours de confiance à 68,3% (1σ), 95,4% (2σ) et 99,73% (3σ) sont données en figure 10.

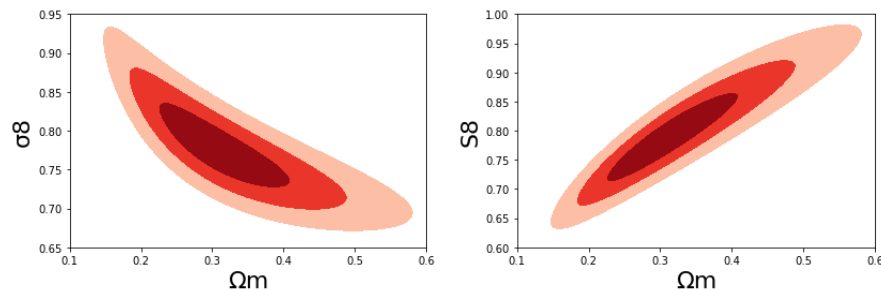


FIGURE 10 – Contours de confiance (Ω_m, σ_8) , à gauche, et (Ω_m, S_8) , à droite, à l'époque actuelle.

-les valeurs correspondant au χ^2 minimal- 'centres' des contours de confiance- figurent dans le tableau 2 au paragraphe IV.10. Le χ^2 minimal est égal à 12, ce qui est une valeur correcte.

Résultats obtenus avec méthode de bootstrap

En appliquant la méthode de bootstrap au jeu de données sélectionné et en calculant pour chaque tirage les couples $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ et $(\Omega_0, S_8(0))$ optimaux, on obtient les nuages de points (1000 tirages) en figures 11 et 12. Le point moyen est donné dans le tableau 2. On calcule aussi les contours à 1σ , 2σ et 3σ en utilisant le module Getdist de Python.

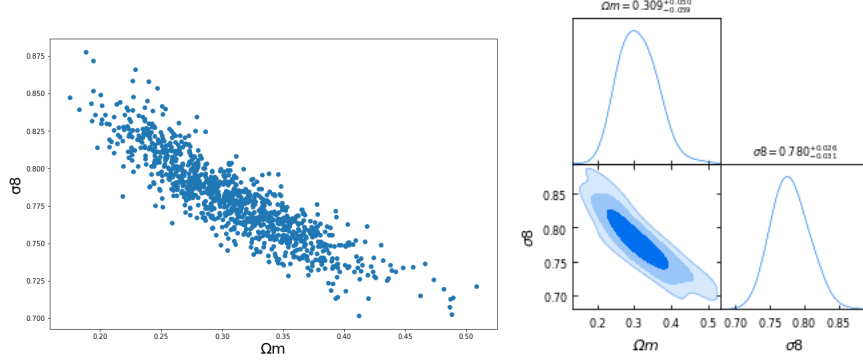


FIGURE 11 – Nuages de points $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ -à gauche- résultant de l'application de la méthode bootstrap. A droite, contours associés.

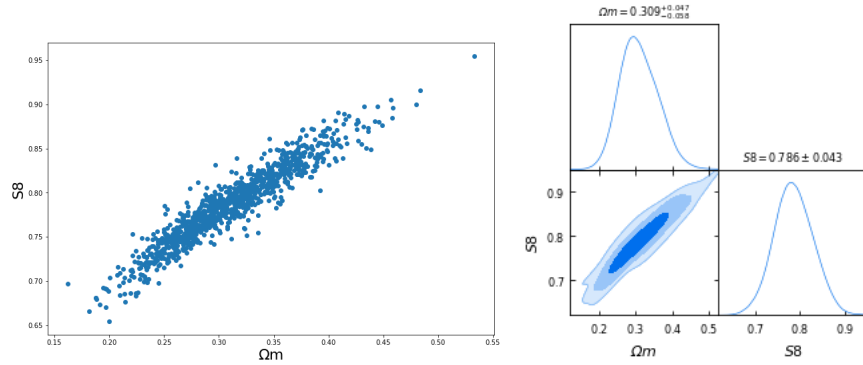


FIGURE 12 – Nuages de points $(\Omega_0, S_8(0))$ -à gauche- résultant de l'application de la méthode bootstrap. A droite, contours associés.

IV.5 Contraintes combinées entre les données des RSD et les données de Pantheon+

Une étude publiée récemment (Brout et al.(2022) [14]) portant sur l'analyse de plus de 1500 supernovæ de type Ia permet de contraindre les principaux paramètres cosmologiques, et en particulier la densité de matière à l'époque actuelle. Le résultat pour la densité de matière est remarquable car il a une marge d'erreur très faible :

$\Omega_0 = 0,338 \pm 0,018$ (en modèle Λ CDM plat).

Comme ce résultat est obtenu avant une méthode ne faisant pas intervenir les RSD ni le CMB, il est intéressant de le combiner avec les résultats précédents de façon à réduire les domaines de variations de Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$.

Nous avons donc laissé ces paramètres libres et les avons contraints en utilisant les données d'observation et les calculs théoriques correspondants et en rajoutant le 'prior' venant de l'article [14].

La vraisemblance('likelihood') cherchée est le produit des vraisemblances obtenues par la

méthode des RSD et par l'article de Brout et al. En conséquence, puisque $\chi^2 = -2 \times \ln(\text{vraisemblance})$, on ajoute au χ^2 calculé précédemment le χ^2 du 'prior' :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(f\sigma_8^{theo}(z_i) - f\sigma_8^{obs}(z_i))^2}{\text{erreur}^2(i)} + \frac{(\Omega_0 - 0,338)^2}{0,018^2} \quad (32)$$

et on cherche les couples $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ et $(\Omega_0, S_8(0))$ minimisant ce nouveau χ^2 . Les résultats sont donnés en figure 13 et le χ^2 minimal est de 15.

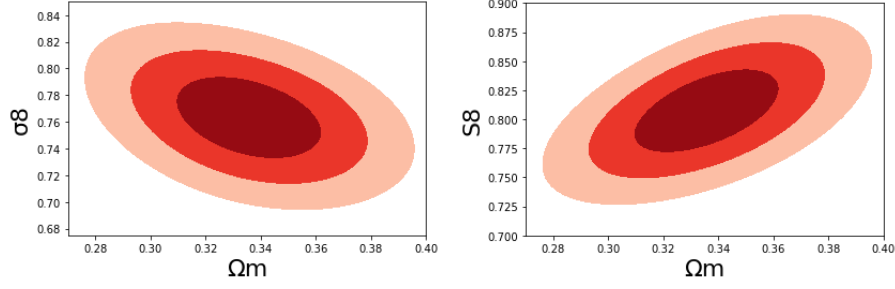


FIGURE 13 – *Contours de confiance (Ω_m, σ_8) , à gauche, et (Ω_m, S_8) , à droite, à l'époque actuelle en combinant les données de RSD et celles de Pantheon + .*

En appliquant la méthode de bootstrap de la même façon que précédemment, on obtient les nuages de points indiqués en figures 14 et 15.

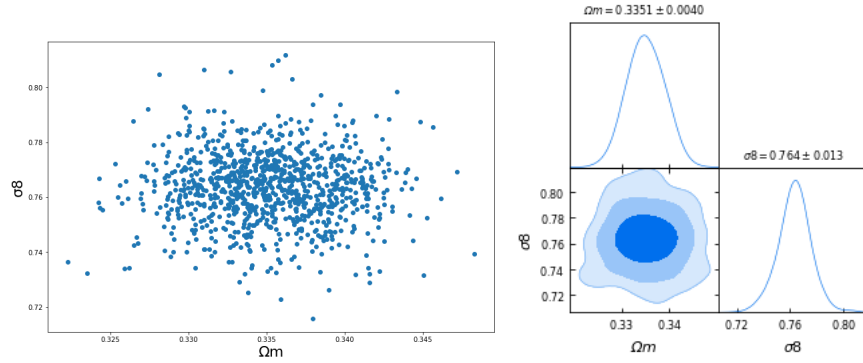


FIGURE 14 – *Nuages de points $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ -à gauche- résultant de l'application de la méthode bootstrap avec prior de Pantheon+. A droite, contours associés.*

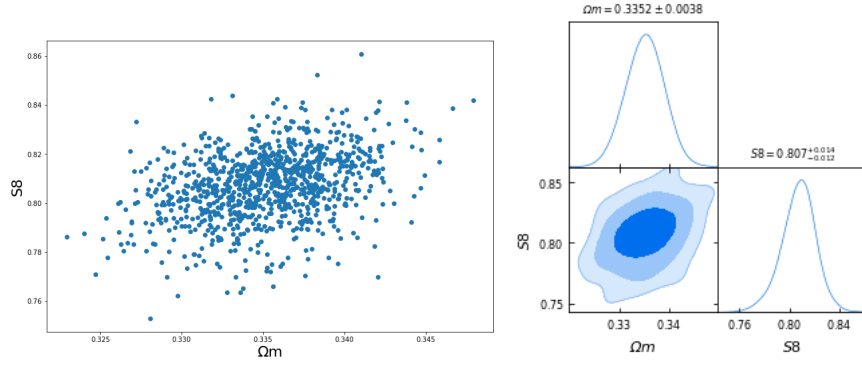


FIGURE 15 – Nuages de points $(\Omega_0, S_8(0))$ -à gauche- résultant de l'application de la méthode bootstrap avec prior de Pantheon+. A droite, contours associés.

IV.6 Données de DES-3Y et comparaison avec les données des RSD

Le nouveau catalogue de données du projet ‘Dark Energy Survey (DES -3Y) 3x2 pts analysis ‘ est désormais disponible et fournit, entre autres, une chaîne de Markov avec tirage de Monte-Carlo (MCMC). Cette chaîne permet d’obtenir les contours de $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ et $(\Omega_0, S_8(0))$ obtenus par DES-3Y à 1σ et 2σ , voir figure 16.

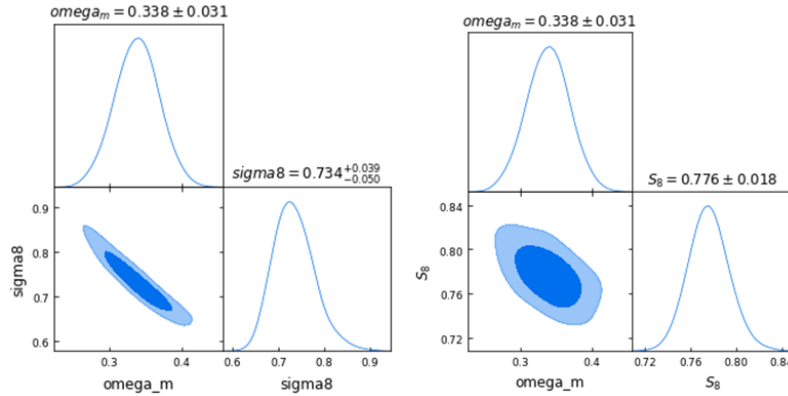


FIGURE 16 – Triplot des données de DES-3Y pour $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ à gauche et $(\Omega_0, S_8(0))$ à droite.

En figure 17, les données de RSD et celles de DES 3Y d’une part et les données de RSD + Pantheon+ et celles de DES-3Y d’autre part sont montrées sur un même graphe, pour comparaison. Cette comparaison montre qualitativement une bonne cohérence.

Nota : les données de RSD sont celles obtenues sans appliquer la méthode de bootstrap (idem pour la suite).

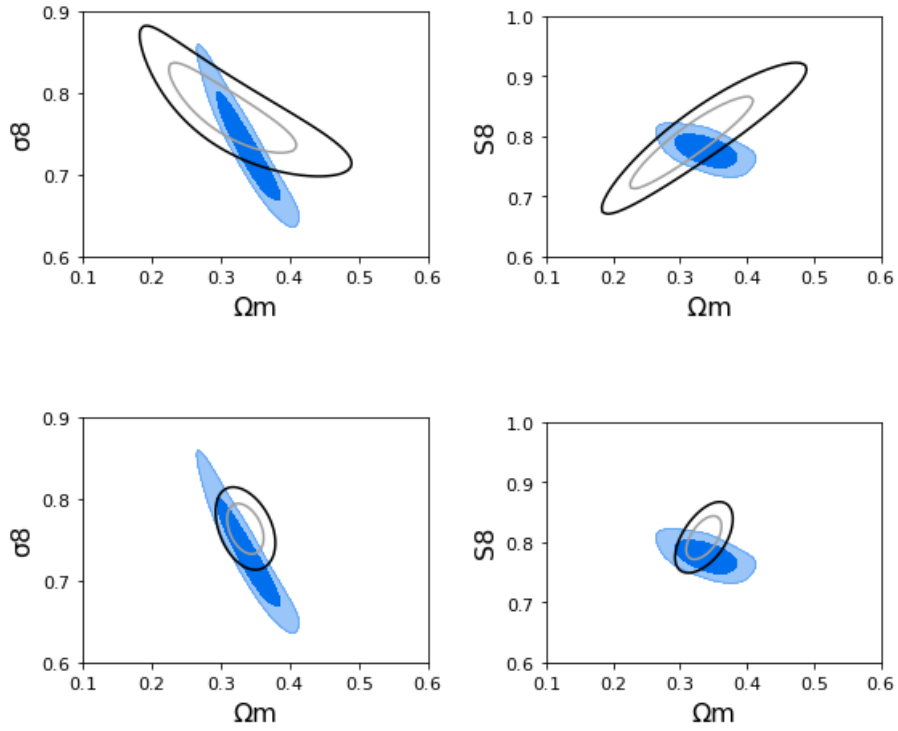


FIGURE 17 – *En haut, données de DES-3Y et des RSD sur même graphe (1σ et 2σ). En bas, données de DES-3Y et RSD+ Pantheon + sur même graphique. DES-3Y est en bleu.*

IV.7 Contraintes combinées entre les données des RSD et de DES-3Y

Puisque les résultats issus des mesures des RSD et ceux issus du DES-3Y sont obtenus avec des méthodes et des objets différents, il est utile de les combiner pour affiner le résultat final. La construction des contraintes combinées entre les données de RSD et celles de DES-3Y se fait en faisant le produit des vraisemblances entre elles. Pour cela, on somme dans le fichier utilisé par Getdist le paramètre ‘like ‘ ($= -\log(\text{likelihood})$) avec le χ^2 venant des RSD divisé par 2. Le résultat est donné en figure 18 et dans le tableau 2 (§ IV.10) pour les valeurs centrales avec leurs marges d’erreur.

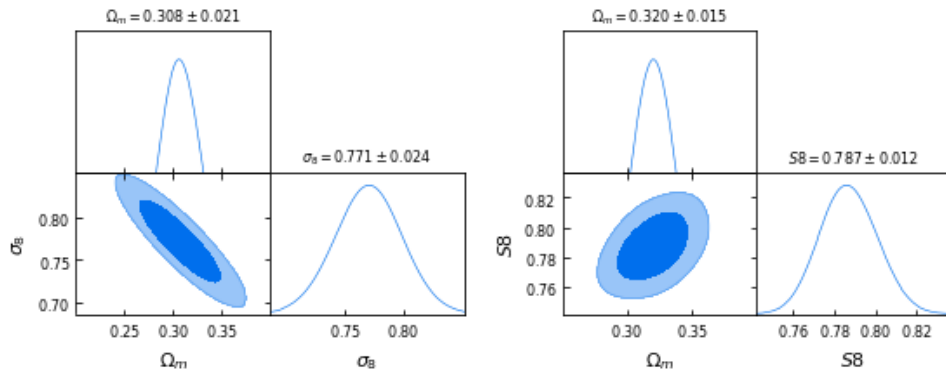


FIGURE 18 – *Données DES-3Y et RSD combinées pour $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ à gauche et $(\Omega_0, S_8(0))$ à droite (1σ et 2σ).*

IV.8 Contraintes combinées entre les données des RSD, de Pantheon+ et de DES-3Y

Pour la même raison que précédemment, il est utile de combiner les résultats des RSD, ceux issus de l'étude Pantheon+ et ceux issus de DES-3Y.

La démarche est identique à celle décrite précédemment. Le résultat est donné en figure 19 et dans le tableau 2 (§ IV.10) pour les valeurs centrales avec leurs marges d'erreur.

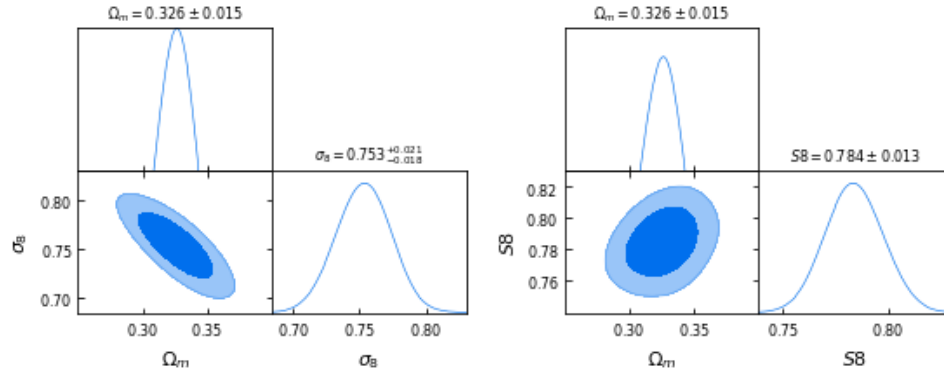


FIGURE 19 – Données de DES-3Y et des RSD+Pantheon+ combinées pour $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ à gauche et $(\Omega_0, S_8(0))$ à droite (1σ et 2σ).

Nota : nous avons effectué également une combinaison entre les données issues de l'étude Pantheon+ et celles issues de DES-3Y : les résultats apparaissent dans l'annexe E.

IV.9 Comparaison avec les données du CMB

Les chaînes MCMC fournies par le programme Planck à partir du CMB sont décrites dans l'article 'Planck 2018 results CMB power spectra and likelihoods' [33] et sont disponibles sur le site de l'ESA.

En prenant la chaîne TTTEEE_lowl_lowE (température/température +polarisation, multipôle inférieur à 30 sans 'lensing'), on obtient les contours de $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ et $(\Omega_0, S_8(0))$ indiqués en figure 20.

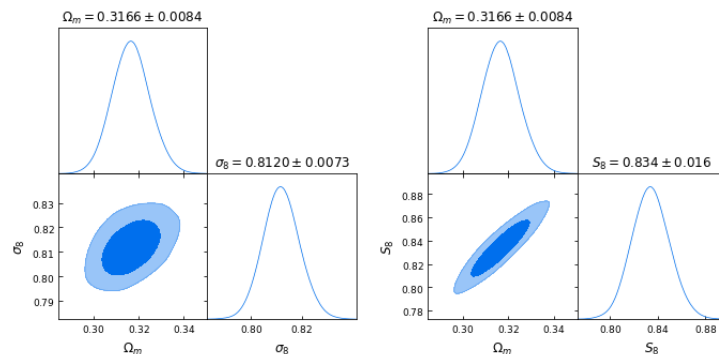


FIGURE 20 – Triplot données de Planck 2018 TTTEEE_lowl_lowE pour $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ à gauche et $(\Omega_0, S_8(0))$ à droite.

Les différentes combinaisons de contraintes sont comparées avec les données de Planck en figure 21 et dans le tableau 5 indiqué au paragraphe V 'Discussions'.

La conclusion sur ces résultats est abordée dans le chapitre V ‘Discussions’.

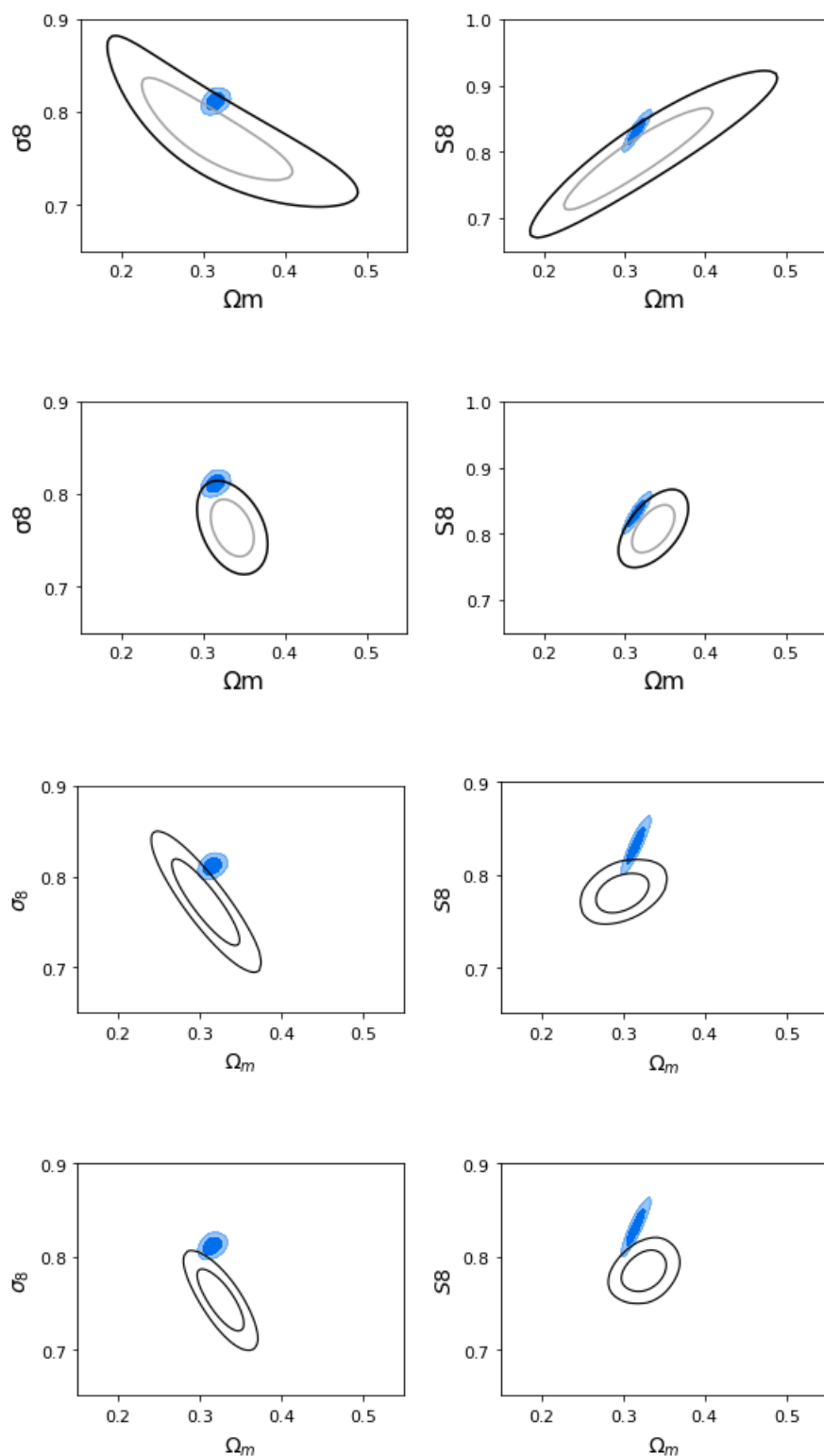


FIGURE 21 – En première ligne, données du CMB et des RSD sur un même graphe (1σ et 2σ). En deuxième ligne, données du CMB et des RSD+ Pantheon+. En troisième ligne, données du CMB et des RSD+DES-3Y. En quatrième ligne, données du CMB et des RSD+DES-3Y+ Pantheon+. Les données de Planck sont en bleu.

IV.10 Résumé des différentes combinaisons et synthèse des paramètres à $z=0$

Le résumé des différentes combinaisons de données contraignant Ω_0 et $S_8(0)$ est donné en figure 22 (synthèse établie par Stephane Ilic, chercheur à l'Université Paris Saclay, pour l'article soumis pour parution d' A. Blanchard et al. "ACDM is alive and well").

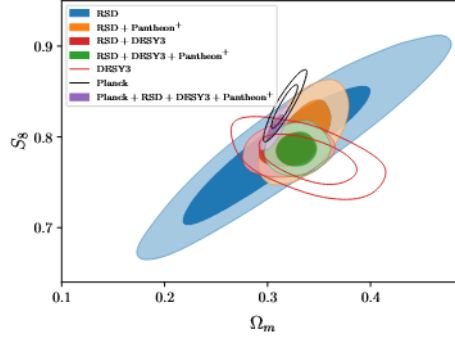


FIGURE 22 – Contours à 1 et 2 σ (courbes pleines) venant des RSD et des combinaisons. Les lignes rouges représentent les contours de DES-3Y.

La synthèse des valeurs des paramètres Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$ est donnée dans le tableau 2. Les résultats équivalents des études Pantheon+ et DES-3Y sont rappelés dans le tableau 3.

	Ω_0	$\sigma_8(0)$	$S_8(0)$
RSD			
jeu de données 'normal'	$0,306^{+0,065}_{-0,056}$	$0,777^{+0,038}_{-0,034}$	$0,785^{+0,052}_{-0,049}$
jeu de données 'bootstrap'	$0,309^{+0,050}_{-0,059}$	$0,780^{+0,026}_{-0,031}$	$0,786^{+0,043}_{-0,043}$
RSD+ Pantheon+			
jeu de données 'normal'	$0,335^{+0,018}_{-0,017}$	$0,764^{+0,019}_{-0,021}$	$0,807^{+0,024}_{-0,024}$
jeu de données 'bootstrap'	$0,335^{+0,040}_{-0,040}$	$0,764^{+0,013}_{-0,013}$	$0,807^{+0,012}_{-0,014}$
RSD+ DES-3Y	$0,314^{+0,021}_{-0,021}$	$0,771^{+0,024}_{-0,024}$	$0,787^{+0,012}_{-0,012}$
RSD+ Pantheon+ +DES-3Y	$0,326^{+0,015}_{-0,015}$	$0,753^{+0,021}_{-0,018}$	$0,784^{+0,013}_{-0,013}$
Pantheon+ + DES-3Y	$0,338^{+0,017}_{-0,017}$	$0,725^{+0,027}_{-0,027}$	$0,769^{+0,019}_{-0,019}$

TABLE 2 – Paramètres sur l'amplitude des fluctuations de matière à $z=0$

	Ω_0	$\sigma_8(0)$	$S_8(0)$
DES-3Y	$0,338^{+0,031}_{-0,031}$	$0,734^{+0,039}_{-0,050}$	$0,776^{+0,018}_{-0,018}$
CMB TTEE_lowl_lowE	$0,3166^{+0,0084}_{-0,0084}$	$0,812^{+0,0073}_{-0,0073}$	$0,834^{+0,016}_{-0,016}$

TABLE 3 – Paramètres sur l'amplitude des fluctuations de matière à $z=0$ par DES-3Y 3×2 pts et mêmes paramètres déduits de Planck 2018 TTTEEE_lowl_lowE à $z=0$

V Discussions

-Sur l'aspect méthodologique

La méthode utilisée dans la présente étude consistait à sélectionner des données de $f\sigma_8(z)$ indépendantes entre elles de façon à pouvoir faire des calculs d'optimisation sans avoir à utiliser de matrice de covariance avec des termes non diagonaux non disponibles.

Le risque de cette méthode est qu'elle est basée sur peu de points et qu'un point 'extrême' (c'est-à-dire dont la valeur est éloignée de la valeur théorique et dont la marge d'erreur est faible) peut modifier significativement les résultats.

Pour éviter ce risque, l'utilisation de la méthode de bootstrap (nombreux tirages aléatoires sur le jeu de données de base et calculs pour chaque tirage) apporte un garde-fou sur les résultats et son utilisation est à préconiser dans ce cas de figure. La méthode de bootstrap a fourni des domaines d'occurrence des paramètres Ω_m , σ_8 et S_8 similaires à ceux obtenus par minimisation du χ^2 . Ceci est rassurant sur la robustesse de l'approche.

-Sur les résultats

Parmi les articles traitant de la tension sur S_8 , deux articles récents abordent ce sujet à partir des mesures de RSD :

Article 1 : 'Benisty et al.(2021)-Quantifying the S_8 tension with the RSD data set'[1]

Dans le cadre du modèle Λ CDM, la méthodologie de l'article 1 est d'analyser les paramètres Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$ à partir des relevés d'un grand nombre de points $f\sigma_8(47)$, certains étant corrélés. Pour s'affranchir de cette corrélation, l'auteur prend une matrice de covariance avec des éléments non diagonaux aléatoirement nuls ou non nuls (la valeur non nulle étant $0,5\sigma_i\sigma_j$). Il utilise également une méthode bayésienne en contraignant a priori les paramètres Ω_0 et $\sigma_8(0)$ et applique ensuite une méthode de ' Gaussian Process Regression '.

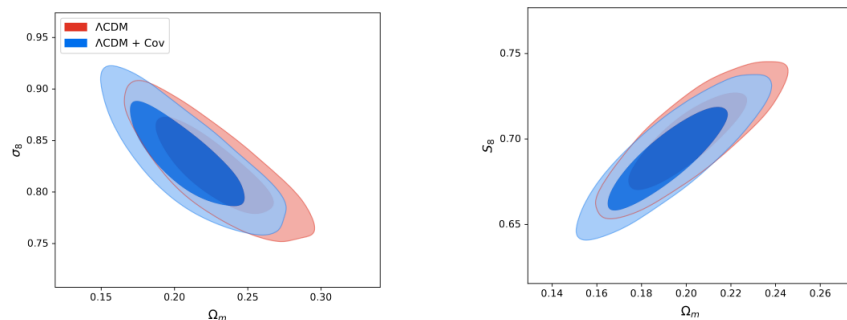


FIGURE 23 – Résultats de l'article 'Benisty et al' sur les contours de confiance pour $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ à gauche et $(\Omega_0, S_8(0))$ à droite.

Article 2 : "Avila et al.(2022)-Inferring $S_8(z)$ and $\gamma(z)$ with cosmic growth rate measurements" [2]

La méthodologie de l'article 2 est de sélectionner sur la base de critères rigoureux un certain nombre de données indépendantes du taux de croissance de la densité de matière, $f(z)$, et du taux de croissance paramétrisé, $f\sigma_8(z)$, puis d'en déduire par une méthode de GPR (Gaussian Processes Regression) les courbes de $\sigma_8(z)$, $S_8(0)$, et $\gamma(z)$, l'index de croissance. Ils en déduisent des contours de confiance de $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ et $(\Omega_0, S_8(0))$ dans le modèle Λ CDM et dans le modèle w CDM.

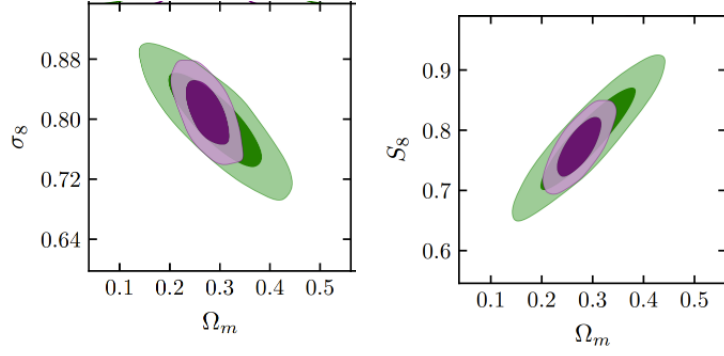


FIGURE 24 – Résultats de l'article 'Avila et al' sur les contours de confiance pour $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ à gauche et $(\Omega_0, S_8(0))$ à droite (partie verte). (La partie violette est construite à partir du paramètre $f\sigma_8 + f$)

Les valeurs centrées de Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$ dans les 2 articles sont rappelées dans le tableau 4.

	Ω_0	$\sigma_8(0)$	$S_8(0)$
Article 1	$0,201^{+0,036}_{-0,033}$	$0,857^{+0,044}_{-0,042}$	$0,700^{+0,038}_{-0,037}$
Article 2	$0,292^{+0,0061}_{-0,0061}$	$0,798^{+0,0040}_{-0,0040}$	$0,788^{+0,055}_{-0,055}$

TABLE 4 – valeurs des paramètres issues des articles 1 et 2

La comparaison des résultats de ces articles avec ceux de la présente analyse est la suivante :
Il y a un désaccord entre les résultats de l'article 1 et les résultats de la présente analyse :

- sur la valeur centrale de Ω_0 , il y a un écart de $2,5\sigma$ avec les résultats trouvés à partir des RSD, $5,6\sigma$ avec les résultats trouvés à partir des RSD combinés avec Pantheon+ et $4,7\sigma$ avec les résultats trouvés à partir des résultats de RSD combinés avec Pantheon+ et DES-3Y.
 - sur la valeur centrale de $\sigma_8(0)$, il y a un écart de 3σ avec les résultats trouvés à partir des RSD, $3,4\sigma$ avec les résultats trouvés à partir des RSD combinés avec Pantheon+ et $3,2\sigma$ avec les résultats trouvés à partir des résultats de RSD combinés avec Pantheon+ et DES-3Y.
 - sur la valeur centrale de $S_8(0)$, il y a un écart de $4,1\sigma$ avec les résultats trouvés à partir des RSD, $3,6\sigma$ avec les résultats trouvés à partir des RSD combinés avec Pantheon+ et 2σ avec les résultats trouvés à partir des résultats de RSD combinés avec Pantheon+ et DES-3Y.
- Les écarts sont donc de plus de 3σ dans la plupart des comparaisons.

En outre, en reprenant le jeu de données sélectionné dans l'article 1 et en appliquant la méthode développée dans le stage, les résultats obtenus sont différents de ceux obtenus dans cet article, voir figure 25. Compte tenu de ces écarts sur les résultats, le calcul a été refait par Stéphane Ilic avec un autre code et les résultats qu'il a trouvés sont très similaires à ceux de la présente étude. Les résultats obtenus par l'article 1 restent donc incompris.

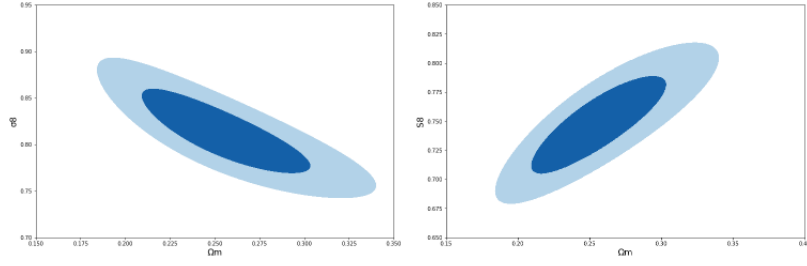


FIGURE 25 – *A gauche, distribution (Ω_m, σ_8) obtenue avec les données de l'article Benisty et al. et la méthode utilisée dans le stage. A droite idem pour la distribution (Ω_m, S_8)*

Il y a un très bon accord entre les résultats fournis dans l'article 2 et dans la présente analyse : moins de 1σ d'écart pour chacun des paramètres.

De même, comme montré au paragraphe IV.4, les contours de confiance sont cohérents entre la présente analyse et ceux affichés dans l'article 2.

La combinaison des données obtenues avec la méthode des RSD, combinée avec celles fournies par Pantheon+ et celles venant de DES-3Y permet d'avoir des valeurs des principaux paramètres avec une faible marge d'erreur : moins de 5% sur la valeur de Ω_0 et $\approx 2\%$ sur les valeurs de σ_8 et S_8 à $z=0$.

La comparaison entre les différentes combinaisons de méthodes de détermination de $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ et $(\Omega_0, S_8(0))$ avec les données de Planck sur le CMB ont été présentées graphiquement au paragraphe IV.10 et les écarts sur les valeurs centrales sont synthétisés dans le tableau 5.

	Ω_0	$\sigma_8(0)$	$S_8(0)$
RSD	$0, 2\sigma$	1σ	$0, 9\sigma$
RSD+ Pantheon+	$0, 9\sigma$	$2, 3\sigma$	$0, 9\sigma$
RSD+ DES-3Y	$0, 1\sigma$	$1, 6\sigma$	$2, 3\sigma$
RSD+Pantheon+ +DES-3Y	$0, 5\sigma$	$2, 8\sigma$	$2, 4\sigma$

TABLE 5 – *Écarts entre les paramètres Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$ entre différentes combinaisons de méthode (hors CMB) et le CMB à $z=0$*

(La valeur du σ entre 2 résultats est la somme quadratique des erreurs de ces 2 résultats). Ce tableau montre qu'il y a une excellente corrélation entre les valeurs obtenues par mesure de l'effet RSD et les valeurs issues du CMB (moins de 1σ). Lorsque l'on combine la méthode des RSD avec les résultats de DES-3Y et/ou de Pantheon+, les résultats restent très proches pour la densité de matière Ω_0 (moins de 1σ) et il y a un peu plus d'écart pour les paramètres des fluctuations de matière σ_8 et S_8 (entre $0, 9\sigma$ et $2, 8\sigma$) lorsque l'on combine les résultats obtenus par effet RSD avec les résultats des études Pantheon + et DES-3Y, mais cela reste une faible tension (moins de 3σ). Nota : si la distribution est non gaussiennes, avec probabilités plus élevées sur 'les ailes', la tension potentielle en est d'autant plus allégée.

Limites de l'étude et futur

-La présente étude est basée sur un seul jeu de données, sélectionné sur la base de critères rigoureux, mais il est possible d'obtenir un jeu de données un peu différent avec des critères différents. De plus, les projets d'observation en cours vont fournir dans les prochaines

années d'autres valeurs de $f\sigma_8$ à différents redshifts ; il sera d'ailleurs particulièrement intéressant de compléter les valeurs disponibles à des redshifts autour de 2.

Il serait utile d'étudier la robustesse des conclusions de la présente étude avec d'autres jeux de données indépendants et aussi de faire des études statistiques combinant ces différents résultats afin d'affiner les domaines de variation de Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$.

-L'étude a été faite dans le cadre du modèle cosmologique Λ CDM. L'étude pourrait être étendue à des modèles du type w CDM, en laissant libre le coefficient w de l'énergie sombre, ce qui élargirait le champ de l'étude.

-L'étude pourrait être élargie à la détermination du coefficient γ , l'index de croissance, en laissant celui-ci libre.

-Dans le cadre de cette étude, nous n'avons pas appliqué de méthode du type Gaussian Process Regression (GPR) permettant d'affiner les courbes de $f\sigma_8$, puis les analyses suivantes. Néanmoins, la méthode utilisée a permis de retrouver les résultats de l'article 'Avila et al.(2021), à partir de ses données, montrant que cette méthode, bien que plus simple que la GPR, donne des résultats équivalents dans ce cas de figure.

VI Conclusion

La cosmologie, dont la formation des grandes structures, a fait d'immenses progrès dans les dernières décennies grâce à l'amélioration des moyens d'observation, depuis le sol ou l'espace, et grâce aux moyens de calculs dont les performances ont explosé. Il est possible désormais d'observer des objets très lointains et d'en déduire les principaux paramètres cosmologiques. Le modèle cosmologique de référence, le Λ CDM, a été construit sur ces bases et apparaît, à ce jour, comme le plus robuste malgré les tentatives d'amélioration, voire de remise en cause. Parmi les principaux paramètres cosmologiques figurent la densité de la matière $-\Omega_m$, l'amplitude des fluctuations de la matière $-\sigma_8$ - ainsi que le paramètre $S_8(S_8 = \sigma_8\sqrt{\Omega_m/0.3})$. L'objectif principal du stage était, dans le cadre du modèle cosmologique Λ CDM, de calculer ces paramètres à l'époque actuelle à partir des observations récentes, et de les comparer à ceux déduits du fond diffus cosmologique (CMB).

L'intérêt de cette comparaison réside dans le fait que s'il y avait un écart significatif, cela démontrerait qu'il y a un biais dans la démarche ou même que le modèle Λ CDM serait à améliorer. Or, certains articles ont affiché des écarts de plus de 3σ semblant montrer une tension, tandis que les articles plus récents sur le sujet montrent au contraire que les écarts sont inférieurs à 3σ .

Pour atteindre l'objectif principal du stage, nous avons sélectionné un certain nombre de points de taux de croissance paramétrisé ($f\sigma_8$) mesurés en utilisant l'effet de RedShift Distorsion (RSD). L'intérêt de l'utilisation de cet effet est qu'il permet des mesures directes du taux de croissance paramétrisé, contrairement à d'autres méthodes qui doivent utiliser des coefficients de corrélation empiriques. La sélection effectuée visait à obtenir des points à différents redshifts de façon indépendante (traceurs cosmologiques différents, zones du ciel différentes, redshift écartés), ce qui évite d'avoir à utiliser des matrices de covariance avec des éléments non diagonaux non disponibles.

Ayant calculé les courbes théoriques de $f\sigma_8(z)$, nous avons contraint les paramètres Ω_m , σ_8 et S_8 à $z=0$ (époque actuelle) de façon à ce que la courbe théorique de $f\sigma_8$ soit la plus proche possible des observations. Une fois ces contraintes obtenues à partir des mesures de RSD, nous avons également combiné ces résultats avec les résultats d'études récentes n'utilisant pas l'effet RSD :

- 'Pantheon+'- large étude portant sur 1500 supernovæ de type Ia.
- 'DES-3Y'- l'exploitation des 3 premières années d'observation de millions de galaxies par le

projet Dark Energy Survey.

Pantheon+ fournit une densité de matière de l'Univers très précise et DES -3Y fournit des chaînes de Markov contenant tous les paramètres étudiés. Les résultats obtenus sont les suivants :

-à partir des mesures de RSD :

$$\Omega_m = 0,306^{+0,061}_{-0,061}; \sigma_8 = 0,777^{+0,036}_{-0,036}; S_8 = 0,785^{+0,051}_{-0,051}$$

-combinés avec les résultats du projet 'Pantheon+' :

$$\Omega_m = 0,335^{+0,018}_{-0,018}; \sigma_8 = 0,764^{+0,020}_{-0,020}; S_8 = 0,807^{+0,024}_{-0,024}$$

-combinés également avec les résultats du projet 'DES-3Y' :

$$\Omega_m = 0,326^{+0,015}_{-0,015}; \sigma_8 = 0,753^{+0,021}_{-0,018}; S_8 = 0,784^{+0,013}_{-0,013}$$

La comparaison avec les résultats issus du CMB est la suivante :

-il y a une excellente corrélation entre les valeurs obtenues par mesure de l'effet RSD et les valeurs issues du CMB (moins de 1σ).

-lorsque l'on combine la méthode des RSD avec les résultats de DES-3Y et/ou de Pantheon+, les résultats restent très proches pour la densité de matière (moins de 1σ) et il y a un peu plus d'écarts pour les paramètres σ_8 et S_8 (entre $0,9\sigma$ et $2,8\sigma$) lorsque l'on combine les résultats obtenus par effet RSD avec les résultats des études Pantheon+ et DES-3Y, mais cela reste dans des dispersions statistiques acceptables(moins de 3σ).

Il conviendrait de compléter cette étude au fur et à mesure que de nouvelles mesures du taux de croissance paramétrisé seront fournies par les observations en cours. Il serait également utile d'étendre cette étude en ne se restreignant pas strictement au cadre du Λ CDM, mais en l'élargissant au w CDM en laissant le paramètre w de l'énergie sombre libre.

En conclusion, sur la base de cette analyse et avec les limites rappelées au paragraphe V, il n'apparaît pas de tension significative entre les résultats des mesures faites localement sur les 3 paramètres Ω_m , σ_8 et S_8 et celles faites à partir du CMB.

Cette étude a servi de support à un article soumis pour parution d' A. Blanchard et al.(2022) ' Λ CDM is alive and well'.

VII Bibliographie

Références

- [1] D. Benisty, « Quantifying the S_8 tension with the Redshift Space Distortion data set », Phys. Dark Universe, vol. 31, p. 100766, janv. 2021, doi : 10.1016/j.dark.2020.100766.
- [2] F. Avila, A. Bernui, A. Bonilla, et R. C. Nunes, « Inferring $S_8(z)$ and $\gamma(z)$ with cosmic growth rate measurements using machine learning », ArXiv220107829 Astro-Ph, janv. 2022.
- [3] F. Avila, A. Bernui, E. de Carvalho, et C. P. Novaes, « The growth rate of cosmic structures in the local Universe with the ALFALFA survey », Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 505, no 3, p. 3404-3413, juin 2021, doi : 10.1093/mnras/stab1488.
- [4] Rich James, « Principes de cosmologie » Editions de l'Ecole Polytechnique, septembre 2004.
- [5] Langer Matthieu, « Bases de la cosmologie moderne », Institut d'Astrophysique Spatiale-Orsay. Cours 2006-2007.

-
- [6] FAN Xiaohui, « Determining the amplitude of mass fluctuation in the Universe », arXiv.astro-ph/9709265V1 26th sept. 1997.
- [7] M. Aubert et al., « The Completed SDSS-IV Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Growth rate of structure measurement from cosmic voids », ArXiv200709013 Astro-Ph, juill. 2020.
- [8] A. Blanchard et S. Ilić, « Closing up the cluster tension ? », Astron. Astrophys., vol. 656, p. A75, déc. 2021, doi : 10.1051/0004-6361/202140974.
- [9] A. M. Hollinger et M. J. Hudson, « Assessing the accuracy of cosmological parameters estimated from velocity – density comparisons via simulations », Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 502, no 3, p. 3723-3732, févr. 2021, doi : 10.1093/mnras/staa4039.
- [10] L. Kazantzidis et L. Perivolaropoulos, « Evolution of the $f\sigma_8$ tension with the Planck15/ Λ CDM determination and implications for modified gravity theories », Phys. Rev. D, vol. 97, no 10, p. 103503, mai 2018, doi : 10.1103/PhysRevD.97.103503.
- [11] E. Di Valentino et al., « Cosmology Intertwined III : $f\sigma_8$ and S_8 », Astropart. Phys., vol. 131, p. 102604, sept. 2021, doi : 10.1016/j.astropartphys.2021.102604.
- [12] P. Lemos et al., « Assessing tension metrics with Dark Energy Survey and Planck data », Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 505, no 4, p. 6179-6194, juill. 2021, doi : 10.1093/mnras/stab1670.
- [13] C. Doux et al., « Dark Energy Survey Year 3 results : cosmological constraints from the analysis of cosmic shear in harmonic space », ArXiv220307128 Astro-Ph, mars 2022.
- [14] D. Brout et al., « The Pantheon+ Analysis : Cosmological Constraints », ArXiv220204077 Astro-Ph, févr. 2022.
- [15] I. Achitouv, C. Blake, P. Carter, J. Koda, et F. Beutler, « Consistency of the growth rate in different environments with the 6dF Galaxy Survey : measurement of the void-galaxy and galaxy-galaxy correlation functions », Phys. Rev. D, vol. 95, no 8, p. 083502, avr. 2017, doi : 10.1103/PhysRevD.95.083502.
- [16] M. Shiraishi, K. Akitsu, et T. Okumura, « Alcock-Paczynski effects on wide-angle galaxy statistics », Phys. Rev. D, vol. 103, no 12, p. 123534, juin 2021, doi : 10.1103/PhysRevD.103.123534.
- [17] W. J. Percival et M. White, « Testing cosmological structure formation using redshift-space distortions », Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 393, no 1, p. 297-308, févr. 2009, doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.14211.x.
- [18] F. Beutler et al., « The 6dF Galaxy Survey : $z \approx 0$ measurement of the growth rate and σ_8 », Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 423, no 4, p. 3430-3444, juill. 2012, doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21136.x.
- [19] F. Bernardeau, S. Colombi, E. Gaztanaga, et R. Scoccimarro, « Large-Scale Structure of the Universe and Cosmological Perturbation Theory », Phys. Rep., vol. 367, no 1-3, p. 1-248, sept. 2002, doi : 10.1016/S0370-1573(02)00135-7.
- [20] C. Howlett et al., « 2MTF VI. Measuring the velocity power spectrum », Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 471, no 3, p. 3135-3151, nov. 2017, doi : 10.1093/mnras/stx1521.
- [21] M. Feix, E. Branchini, et A. Nusser, « Speed from light : growth rate and bulk flow at z 0.1 from improved SDSS DR13 photometry », Mon. Not. R. Astron. Soc., vol. 468, no 2, p. 1420-1425, juin 2017, doi : 10.1093/mnras/stx566.
- [22] Y.-S. Song et W. J. Percival, « Reconstructing the history of structure formation using redshift distortions », J. Cosmol. Astropart. Phys., vol. 2009, no 10, p. 004-004, oct. 2009, doi : 10.1088/1475-7516/2009/10/004.

-
- [23] C. Blake et al., « Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : improved cosmic growth measurements using multiple tracers of large-scale structure », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 436, no 4, p. 3089-3105, déc. 2013, doi : 10.1093/mnras/stt1791.
- [24] C. Blake et al., « The WiggleZ Dark Energy Survey : the growth rate of cosmic structure since redshift $z=0.9$ », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 415, no 3, p. 2876-2891, août 2011, doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18903.x.
- [25] L. Samushia, W. J. Percival, et A. Raccanelli, « Interpreting large-scale redshift-space distortion measurements », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 420, no 3, p. 2102-2119, mars 2012, doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20169.x.
- [26] A. G. Sanchez et al., « The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : cosmological implications of the full shape of the clustering wedges in the data release 10 and 11 galaxy samples », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 440, no 3, p. 2692-2713, mai 2014, doi : 10.1093/mnras/stu342.
- [27] C. Blake et al., « The WiggleZ Dark Energy Survey : Joint measurements of the expansion and growth history at $z < 1$ », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 425, no 1, p. 405-414, sept. 2012, doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21473.x.
- [28] S. Nadathur, P. M. Carter, W. J. Percival, H. A. Winther, et J. Bautista, « Beyond BAO : improving cosmological constraints from BOSS with measurement of the void-galaxy cross-correlation », *Phys. Rev. D*, vol. 100, no 2, p. 023504, juill. 2019, doi : 10.1103/PhysRevD.100.023504.
- [29] S. de la Torre et al., « The VIMOS Public Extragalactic Redshift Survey (VIPERS). Gravity test from the combination of redshift-space distortions and galaxy-galaxy lensing at $0.5 < z < 1.2$ », *Astron. Astrophys.*, vol. 608, p. A44, déc. 2017, doi : 10.1051/0004-6361/201630276.
- [30] S. Nadathur et al., « The completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : geometry and growth from the anisotropic void-galaxy correlation function in the luminous red galaxy sample », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 499, no 3, p. 4140-4157, oct. 2020, doi : 10.1093/mnras/staa3074.
- [31] G.-B. Zhao et al., « The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR14 quasar sample : a tomographic measurement of cosmic structure growth and expansion rate based on optimal redshift weights », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 482, no 3, p. 3497-3513, janv. 2019, doi : 10.1093/mnras/sty2845.
- [32] T. Okumura et al., « The Subaru FMOS galaxy redshift survey (FastSound). IV. New constraint on gravity theory from redshift space distortions at $z \sim 1.4$ », *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, vol. 68, no 3, p. 38, juin 2016, doi : 10.1093/pasj/psw029.
- [33] Planck Collaboration et al., « Planck 2018 results. V. CMB power spectra and likelihoods », *Astron. Astrophys.*, vol. 641, p. A5, sept. 2020, doi : 10.1051/0004-6361/201936386.
- [34] P. Zarrouk et al., « The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR14 quasar sample : measurement of the growth rate of structure from the anisotropic correlation function between redshift 0.8 and 2.2 », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 477, no 2, p. 1639-1663, juin 2018, doi : 10.1093/mnras/sty506.
- [35] Y. Wang et al., « The clustering of the SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey DR16 luminous red galaxy and emission line galaxy samples : cosmic distance and structure growth measurements using multiple tracers in configuration space », *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 498, no 3, p. 3470-3483, sept. 2020, doi : 10.1093/mnras/staa2593.

VIII Annexe A : projets d'observation fournissant les amplitudes des fluctuations de matière

Les principaux projets d'observation dont les résultats sont utilisés dans la présente étude sont les suivants :

* ALFAFA (Arecibo Legacy Fast ALFA)

Le projet ALFAFA (Arecibo Legacy Fast ALFA, ALFA étant l'acronyme d'Arecibo L-band Feed Array) avait pour objectif de faire un recensement de l'Univers jusqu'à un redshift de 0,06 par observation de la raie HI (21cm) de l'hydrogène neutre. Pour cela, le projet a observé environ 30000 galaxies réparties sur une région de 7000 deg². Ce projet était supporté par le radio télescope Arecibo, situé à Porto Rico, d'un diamètre de 305 m et le détecteur en bande L situé dans le même observatoire. Le projet d'observation s'est déroulé entre 2005 et 2011 et ces observations ont permis de mesurer des valeurs du taux de croissance paramétrisé ($f\sigma_8$) à faible redshift.

* Dark Energy Survey (DES)

Le Dark Energy Survey est un grand projet d'observation et d'analyse de plus de cent millions de galaxies réparties sur une région d'environ 5000 deg² dans l'hémisphère Sud. L'objectif principal de ce projet, mené par une centaine de chercheurs de différents instituts, est de mieux comprendre la nature de l'énergie sombre. Les observations ont été menées entre 2013 et 2019, à partir de moyens situés au Chili dans le ' Cerro Tololo Inter American Observatory ' (CTIO). 5 bandes optiques et NIR étaient utilisées. DES a produit à ce jour deux groupes de résultats et d'analyses, DES-Y1 ('year 1') analysant les résultats de la première année d'observation et DES-3Y ('year 3') analysant les 3 premières années (DES-3Y est disponible depuis 2021). Parmi les résultats de DES-Y1 et DES-3Y figurent des analyses fines de l'amplitude des fluctuations de matière.

* eBOSS (extended Baron Oscillation Spectroscopic Survey)

eBOSS est une composante importante du projet SDSS : voir ci-dessous.

* FASTSOUND

Fastsound est un projet réalisé en coopération entre le Japon et le Royaume-Uni visant à tester la théorie de la gravitation et à mieux cerner la nature de l'énergie sombre. Ce projet a consisté à observer environ 4000 galaxies, par l'intermédiaire de la raie $H\alpha$, sur une région de 20 deg² et à grand redshift (1,2 à 1,5). La partie observatoire du projet s'est déroulée entre 2012 et 2014, utilisant le télescope Subaru basé à Hawaï, d'un diamètre de 8,2 m et fonctionnant en visible et en infrarouge proche. Il était équipé du spectrographe FMOS (Fiber Multi Objects Spectrograph). Ce projet a permis d'obtenir des valeurs de $f\sigma_8$ à grand redshift par observation des distorsions de redshift (RSD).

* Galaxy Mass Assembly (GAMA)

GAMA est un projet d'observation de galaxies conduit entre 2008 et 2014. Il avait pour objectif de mieux appréhender la formation et l'évolution des galaxies et, dans ce but, environ 300000 galaxies entre 1 kpc et 1 Mpc réparties sur une région de 286 deg² ont été observées. Le moyen utilisé était le télescope AAT (Anglo Australian Telescope) situé à Siding Spring en Australie, d'un diamètre de 3,9m et équipé du spectrographe AAOmega.

* Millenium Galaxy Catalogue (MGC)

MGC était un projet visant à mieux appréhender la répartition de la matière baryonique

dans l'Univers. Ce projet a consisté à observer plus de 10000 galaxies géantes réparties sur une région de $37,5 \text{ deg}^2$. La partie observatoire du projet s'est déroulée entre 1999 et 2000 et utilisait le télescope Isaac Newton, basé aux îles Canaries, d'un diamètre de 2,5 m.

* Sloan Digital Sky Survey (SDSS)

Le projet SDSS a pour objectif premier de créer une carte en 3D de 25% du ciel avec des informations sur plus de cent millions d'objets astronomiques. Il utilise le satellite optique de l'observatoire d'Apache Pont (USA), d'un diamètre de 2,5m, et depuis 2020 utilise également le télescope Irénée du Pont (Chili), d'un diamètre de 2,5 m également. Le projet a compté jusqu'à présent 5 phases :

. SDSS-I (2000-2005) : cartographie d'une région de 8000 deg^2 .

. SDSS -II (2005-2008) : cartographie de la Voie Lactée et observations de Supernovæ de type Ia.

. SDSS-III (2008-2014) : cartographie de la Voie Lactée, recherche d'exoplanètes et recherche de la nature de l'énergie sombre.

Cette phase comportait différents sous-projets, dont eBOSS (extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey) : eBOSS visait à mieux cerner la nature de l'énergie sombre par la mesure de l'échelle BAO (Baronic Acoustic Oscillation) obtenue à partir de l'observation de millions de galaxies lumineuses rouges (LRG) et de centaines de milliers de quasars.

. SDSS-IV (2014-2020) : obtention de données sur les premières phases de l'Univers.

. SDSS-V (depuis 2020) : analyse de la Voie Lactée (Milky Way Mapper) avec le spectre de 6 millions d'étoiles ; analyse des trous noirs supermassifs de galaxies (Black Hole Mapper) ; analyse des nuages de gaz interstellaires (Local Volume Mapper).

* VIPERS (VIMOS Public Extragalactic Redshift Survey)

Le projet VIPERS avait pour objectif de créer une cartographie en 3D de l'Univers à un redshift d'environ 1, en observant plus de 90000 galaxies dans une région de 24 deg^2 . Ce projet utilisait les télescopes VLT (Very Large Telescope) de l'Observatoire Européen Austral (ESO), un ensemble de 4 télescopes principaux d'un diamètre de 8,2m et de 4 télescopes auxiliaires d'un diamètre de 1,8m, fonctionnant en interférométrie.

* WIGGLE Z

WiggleZ DES est un projet d'observation des galaxies à bas redshift visant à mieux comprendre la nature de l'énergie sombre. La partie observatoire de ce projet s'est déroulée entre 2006 et 2011 et a consisté à observer ≈ 240000 galaxies dans une région de 1000 deg^2 et situées entre un redshift de 0,2 et un redshift de 1. Le moyen utilisé était le télescope AAT (Anglo Australian Telescope) situé à Siding Spring en Australie, d'un diamètre de 3,9m.

* 2df Galaxy Redshift Survey (2dfGRS)

2dFGRS était un projet d'établissement de catalogue des galaxies à bas redshift et dont l'objectif était de mieux comprendre la nature de l'énergie sombre. La partie observatoire de ce projet s'est déroulée entre 1997 et 2002 ; il a consisté à observer ≈ 240000 galaxies situées entre un redshift de 0,2 et un redshift de 1 et une région de 1500 deg^2 . Le moyen utilisé était le télescope AAT (Anglo Australian Telescope) situé à Siding Spring en Australie, d'un diamètre de 3,9m et avec un instrument permettant l'observation d'un champ de 2 deg^2 par pointage (d'où le nom du projet).

* 2MASS

Le projet 2MASS (2 Micron All Sky Survey) était un projet d'observation en infrarouge de l'ensemble du ciel. La partie observatoire s'est déroulée entre 1997 et 2001, utilisant 2 télescopes de 1,3 m de diamètre, l'un situé à l'observatoire F. Lawrence aux USA, l'autre étant à l'observatoire inter-américain Cerro Tololo au Chili. 2 MASS a fourni un catalogue de ≈ 300 millions d'objets (naines brunes, étoiles, galaxies, amas).

* 6dFGS (6dF Galaxy Survey)

Le projet 6dFGS visait à faire une cartographie des RSD à bas redshift. La partie observatoire s'est déroulée entre 2001 et 2009, utilisant les moyens de l'observatoire de Siding Spring en Australie. 6dFGS a fourni un nouveau catalogue de ≈ 125000 galaxies dans une région de 17000 deg^2 .

IX Annexe B : comparaison de 2 formules du taux de croissance de la densité de matière

Le taux de croissance de la densité de matière est $f = d\ln(D)/d\ln(a)$. Une bonne approximation de $f(z)$ est $f(z) = \Omega_m(z)^\gamma$, γ étant appelé l'index de croissance. Selon la littérature, γ est bien approximé par une constante égale à $5/9$. Néanmoins, une valeur plus fine est parfois utilisée dans la littérature, voir l'équation 27.

Afin de nous assurer que ceci n'a pas d'influence sur les résultats, nous avons tracé les contours de $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ et $(\Omega_0, S_8(0))$ avec les données de RSD en utilisant l'équation 27. Les tracés sont indiqués en figure 26.

Le résultat est que, par rapport aux calculs utilisant une formule simple pour l'index de croissance, il y a une différence de 0,03% et pour σ_8 et S_8 , une différence inférieure à 0,3%.

L'écart est donc négligeable.

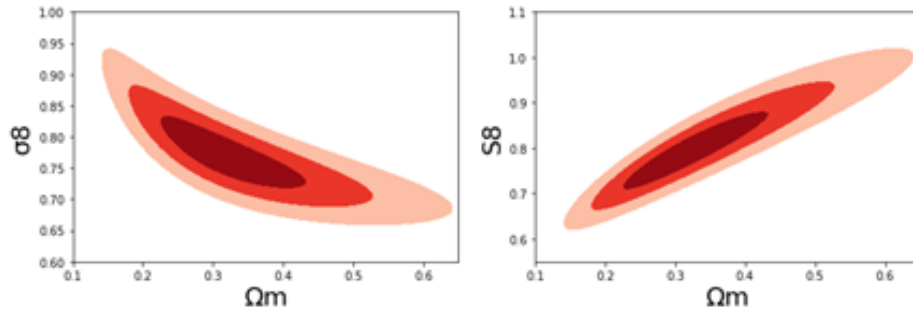


FIGURE 26 – Contours de confiance (Ω_m, σ_8) , à gauche, et (Ω_m, S_8) , à droite, à l'époque actuelle, pour les données de RSD avec un taux de croissance de la densité de matière plus précis.

X Annexe C : contraintes issues du projet eBOSS

Le projet eBOSS fournit un jeu de données de $f\sigma_8$ qui permet de contraindre Ω_0 , $\sigma_8(0)$ et $S_8(0)$. Voir figure 27

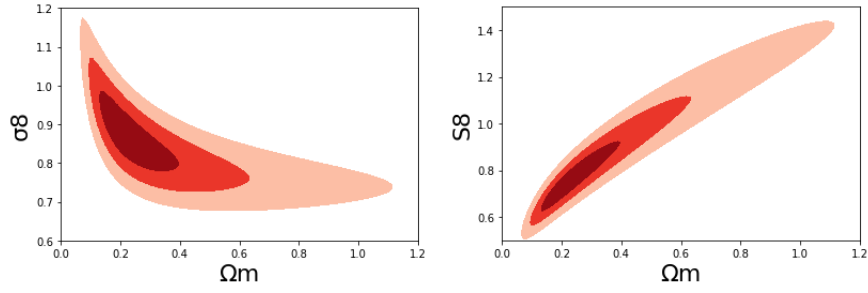


FIGURE 27 – *Contours de confiance (Ω_m, σ_8) , à gauche, et (Ω_m, S_8) , à droite, à l'époque actuelle, pour les données issues de eBOSS.*

Combinées avec un prior issu de Pantheon+, les résultats sont donnés en figure 28.

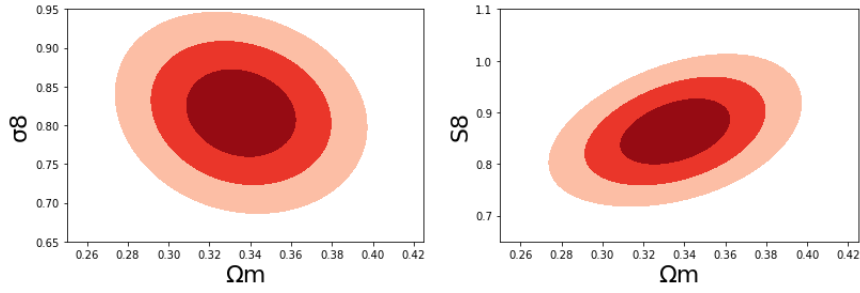


FIGURE 28 – *Contours de confiance (Ω_m, σ_8) , à gauche, et (Ω_m, S_8) , à droite, à l'époque actuelle, pour les données issues de eBOSS combinées avec les résultats du projet Pantheon+.*

Le tableau de synthèse des valeurs à $z=0$ est donné dans le tableau 6 :

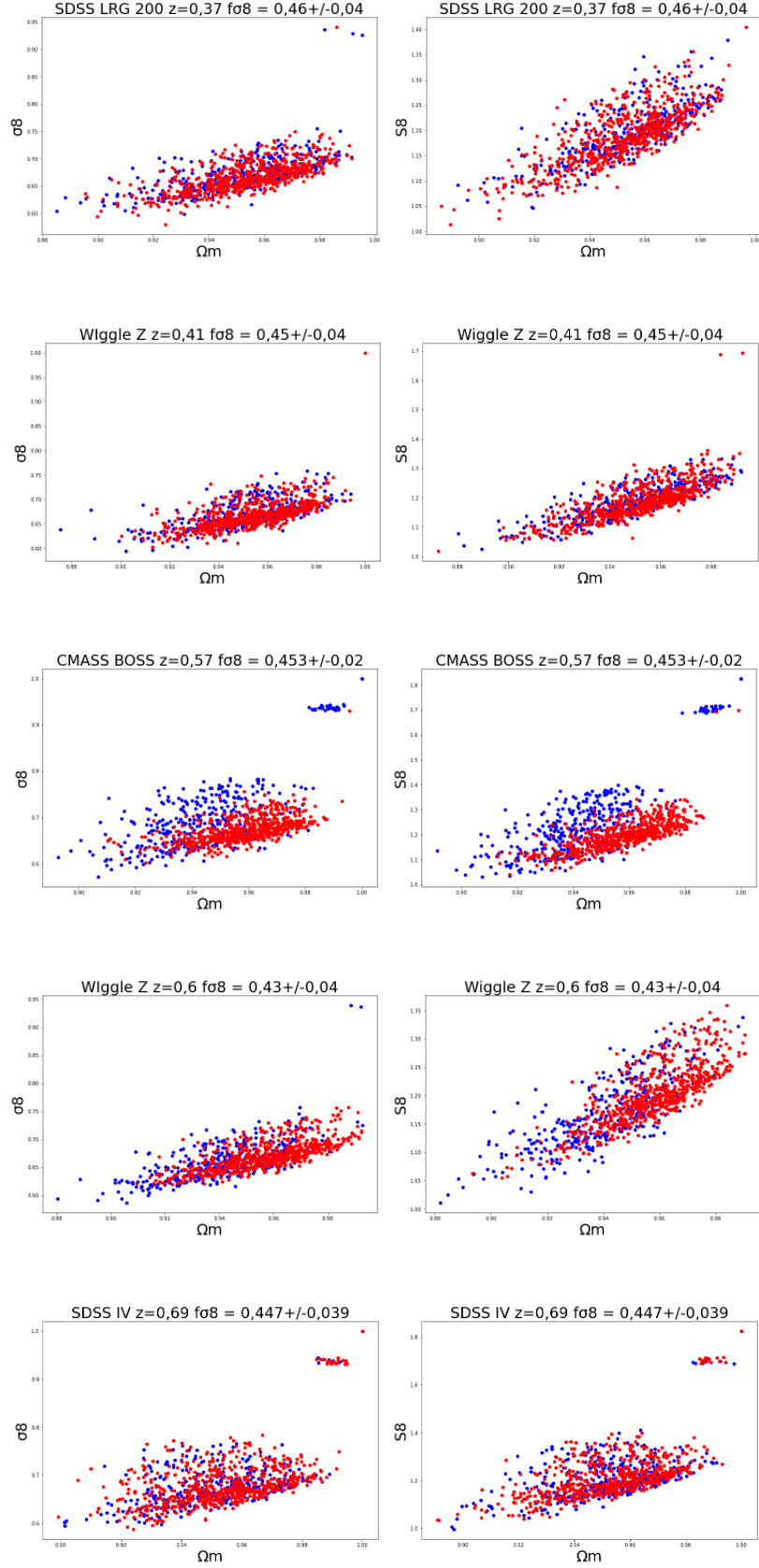
	Ω_0	$\sigma_8(0)$	$S_8(0)$
eBOSS	$0,217^{+0,103}_{-0,0663}$	$0,874^{+0,072}_{-0,066}$	$0,742^{+0,100}_{-0,082}$
eBOSS + Pantheon +	$0,335^{+0,019}_{-0,017}$	$0,815^{+0,038}_{-0,035}$	$0,861^{+0,044}_{-0,041}$

TABLE 6 – *Valeurs des paramètres pour eBOSS et eBOSS combiné avec Pantheon+*

En conclusion, les contraintes obtenues sont assez peu serrées et il est nécessaire d'aller au-delà, d'où l'intérêt de la présente analyse.

XI Annexe D : méthode bootstrap-nuages de points pour les données à faible marge d'erreur

6 points sélectionnés sont à faible marge d'erreur ($< 10\%$). Leur influence est visualisée dans la figure 29 : l'ensemble des points dans cette figure sont ceux obtenus par méthode de bootstrap et les points rouges sont ceux obtenus avec un jeu de donnée comportant au moins une fois le point en question.



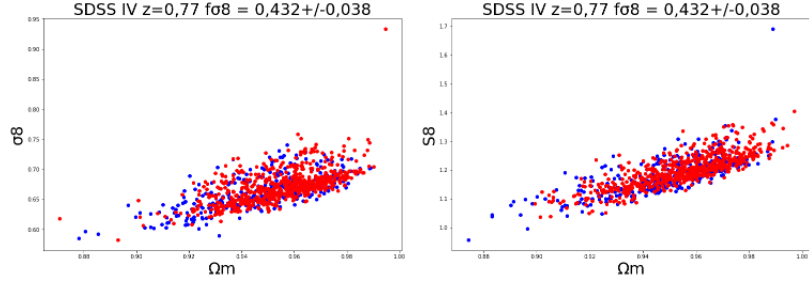


FIGURE 29 – Nuages de points $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ - à gauche- et $(\Omega_0, S_8(0))$ -à droite-résultant de l'application de la méthode bootstrap . Les points en rouge représentent les tirages dans lesquels figurent les points à faible marge d'erreur (fait point par point).

La conclusion est que les nuages avec les points bleus et rouges sont cohérents, contrairement à ce qui s'était passé avec le jeu de données étudié en début de stage. En effet, un seul point particulier créait alors une déviation de l'ensemble des résultats, et ceci était visible en colorisant ses occurrences.

XII Annexe E : combinaison des données de Pantheon+ et de DES-3Y

La combinaison des données entre l'étude Pantheon+ et DES-37 fournit les contours en figure 30.

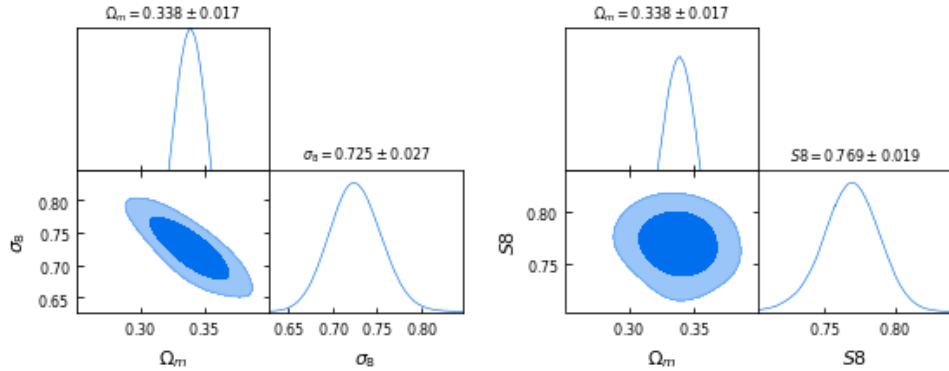


FIGURE 30 – : Triplot des données combinées entre DES-3Y et celles de Pantheon+ pour $(\Omega_0, \sigma_8(0))$ à gauche et $(\Omega_0, S_8(0))$ à droite (1σ et 2σ).

XIII Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Alain Blanchard qui m'a fait confiance pour ce stage, qui m'a accompagné et guidé tout au long de celui-ci et m'a apporté un soutien sans faille, et également Stéphane Illic qui m'a apporté une aide précieuse.

Mes remerciements vont également à Natalie Webb, la responsable du Master 2, qui a su guider toute la promotion et a accepté ma candidature qui était particulière. Et je remercie l'ensemble des professeurs du Master 2 dont les cours étaient extrêmement bien préparés et très enrichissants.

Merci à mes jeunes collègues du M2 d'avoir su faire fi de la différence d'âge et de m'avoir donné de précieux conseils tout au long de ce Master, tant sur le plan pratique que sur son déroulé et également sur le plan informatique, où j'avais beaucoup beaucoup à apprendre !

Merci à mon voisin de stage, Furkan Erdogan, qui m'a bien aidé pour maîtriser certains modules de Python, comme Getdist !

Merci enfin à mon épouse qui a accepté que je passe beaucoup de temps sur ma passion et qui a relu mon rapport, à mes enfants et gendres qui m'ont donné de précieux conseils sur la façon de rédiger un rapport de stage, en particulier à mon fils Pierrick qui m'a donné des conseils très utiles en Python, et à ma sœur qui a également relu mon rapport !