



UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA ANTIPOLIS
PROJET TUTEURÉ DE LICENCE DE PHYSIQUE

ANNÉE 2015

Calcul de la masse d'un amas de galaxies

Auteurs:

Floriane CANGEMI
Elena BELLOMI
Alexandre GOUIN

Encadrants:

Chiara FERRARI
Christophe BENOIST

Projet réalisé à l'*Observatoire de la Côte d'Azur*



May 18, 2015

Sommaire

1	Introduction	1
2	Masse des amas de galaxies à partir des données d'imagerie en bande visible	2
2.1	Collecte & tri des données	2
2.2	Fonction de luminosité	4
2.3	Intégration de la fonction de luminosité	6
2.4	Calcul de la masse	7
3	Masse des amas de galaxies à partir des données spectroscopiques	8
3.1	Formules du Viriel & démonstrations	8
3.2	Calcul de la dispersion des vitesses	9
3.3	Calcul de la masse	10
4	Conclusion	11
5	Annexes	12
5.1	Lentilles gravitationnelles & filtres de magnitudes	13
5.2	Conversions	14
5.3	Distances cosmologiques	14
5.4	Commandes & programme	14

1 Introduction

Dans l'Univers les galaxies sont rarement isolées, leur tendance à se regrouper donne lieu à la formation de structures plus grandes appelées amas.

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures de l'Univers liées gravitationnellement et constituent d'excellents outils pour la cosmologie. En effet, ils permettent en particulier de "peser" l'Univers. La cosmologie est la science qui étudie les grandes structures de l'Univers et leur évolution. Une de ses questions clés est de déterminer la densité de matière actuelle de l'Univers. Connaître sa valeur permettrait de récolter davantage d'informations sur l'expansion et l'accélération de celui-ci; en effet, la densité de l'Univers détermine la géométrie de l'espace-temps et son avenir.

En 1933 Zwicky [1], un pionnier de l'étude des amas, a étudié la dispersion des vitesses des galaxies dans l'amas Coma en s'apercevant que les vitesses de celles-ci étaient beaucoup trop élevées pour que le potentiel gravitationnel dans lequel elles évoluent soit dû à elles et elles seules : le problème de la masse manquante fut soulevé pour la première fois. Quelques années plus tard la même problématique est soulevée par Sinclair Smith qui analyse l'amas Virgo.

L'évaluation précise de la masse lumineuse d'un amas devient donc nécessaire pour connaître la proportion de masse manquante présente. Cette masse représente environ 80% de la masse totale. Depuis, de nombreuses théories ont été développées afin d'expliquer cette masse manquante, l'explication la plus populaire est celle de la matière sombre ; une matière non baryonique¹, constituée de "particules" massives, à faible énergie cinétique qui n'interagit avec aucune onde électromagnétique.

La théorie actuelle affirme que les amas de galaxies sont essentiellement composés de matière sombre, les autres composantes étant le gaz chaud intra-amas, observable aux rayons X et représentant environ 15% de la masse, et les galaxies.

Le premier grand catalogue d'amas de galaxies a été constitué par Abell, d'où les nombreux amas qui portent son nom. On s'intéressera à calculer la masse d'un des amas recensés par Abell qui est Abell 2219 situé à $RA = 250.089^\circ$, $DEC = 46.705^\circ$ ², $z = 0.2256$ ³.

On s'intéresse donc à la détermination de la masse des amas. Pour cela, il existe plusieurs méthodes, la première consiste à mesurer la masse lumineuse en sommant les luminosités des galaxies individuelles en prenant en compte les données issues de l'imagerie et d'utiliser le rapport masse-luminosité dans le but d'en déduire celle-ci. Une deuxième méthode utilise les données spectroscopiques afin de déterminer la masse dynamique d'un amas à partir du théorème du Viriel. Une troisième méthode, que nous n'utiliserons pas, consiste à exploiter la déviation de la lumière causée par la courbure de l'espace-temps créée par l'importante masse de l'amas 5.3,⁴ on peut déterminer la masse de celui-ci.

¹En cosmologie, la matière baryonique désigne toute la matière composée de particules élémentaires appelées baryons. En pratique, cela correspond aux protons, et aux neutrons, auxquels on adjoint implicitement les électrons (qui ne sont pas des baryons, mais des leptons) qui composent les atomes et les molécules et toutes les structures visibles dans l'univers observable (étoiles, galaxies, amas de galaxies, etc.). Le terme de matière non baryonique est fréquemment utilisé pour décrire toute forme de matière exotique autre que baryons, leptons et photons

²Right Ascension (ascension droite) et Déclinaison sont les deux termes associés au système de coordonnées équatoriales. Ils sont exprimés en degrés.

³Correspond au décalage spectral, que nous détaillerons en première partie

⁴Cet effet prend le nom de lentille gravitationnel.

2 Masse des amas de galaxies à partir des données d'imagerie en bande visible

En astronomie, la photométrie est une méthode d'observation de l'intensité lumineuse des objets célestes. La luminosité¹ d'une galaxie peut être reliée à sa masse, de ce fait en additionnant les masses des galaxies que l'on observe en bande visible on peut déterminer la masse lumineuse totale d'un amas.

2.1 Collecte & tri des données

Abell 2219 est un amas de galaxies dont la forme peut être approximée par une sphère. Connaissant les coordonnées du centre de l'amas, il nous faut déterminer les galaxies membres de celui-ci en interrogeant une base de donnée. Le Sloan Digital Sky Survey [3] fournit la carte tridimensionnelle la plus détaillée de l'Univers avec des images regroupant un tiers du ciel, avec trois millions d'objets astronomiques. On utilise la version 12 qui a été mise à disposition le 6 Janvier 2015.

Les observations permettent de visualiser la région du ciel dans lequel l'amas se situe, néanmoins l'image obtenue est en deux dimensions (Voir annexe 5.2). Le relevé de galaxies SDSS et la base de donnée associée nous permet de sélectionner les données qui nous intéressent : déclinaison et ascension droite (qui nous renseignent sur la position), magnitude² et couleur³, et redshift⁴ de chaque objet. En prenant en compte un rayon maximal disponible de 30', on obtient un total de **14965 galaxies**. Il nous faut alors analyser ces données pour sélectionner seulement les galaxies membres.

Pour des galaxies elliptiques et spirales la longueur d'onde caractéristique est de l'ordre de 4000 Å, étant donnée le décalage spectral $z = 0.2256$ cette longueur d'onde est de l'ordre de 5000 Å, ceci par l'équation 2.1, on est donc intéressé par la magnitude r (Voir la figure en annexe 5.4).

$$z = \frac{\lambda_{observe} - \lambda_{emis}}{\lambda_{emis}} \Leftrightarrow \lambda_{observe} = \lambda_{emis}(z + 1) = 4880 \text{ \AA} \quad (2.1)$$

L'histogramme de la magnitude r (Voir la figure 2.1) nous informe alors sur la distribution de la luminosité. Par définition, les magnitudes les plus faibles correspondent aux objets les plus lumineux. Pour un temps d'exposition infini de capture de l'image, on obtiendrait un histogramme croissant puisque tous les objets célestes seraient captés, y compris les plus lointains et moins lumineux. On note qu'un objet lumineux dans une certaine bande de longueur d'onde, ne l'est pas forcément dans une autre bande. On remarque qu'il y a une forte quantité de galaxies autour d'une magnitude 22, cela signifie alors qu'après cette magnitude le temps d'exposition est trop court pour avoir des données complètes. De plus la limite de détection des instruments optique pour la magnitude r est de 23 [4], c'est pourquoi on sélectionne seulement les galaxies qui ont une magnitude inférieure à 22, cela nous assure la fiabilité des données.

¹En astronomie, elle représente la quantité totale d'énergie rayonnée (dans le domaine électromagnétique) par unité de temps par un astre. Elle représente donc la brillance réelle de l'astre, et non son éclat apparent qui lui dépend de la distance. Elle a les dimensions d'une puissance et s'exprime dans le système international d'unités en watts. [2]

²La magnitude est l'unité pour mesurer la luminosité, ou la brillance, des astres.

³L'indice de couleur d'un astre désigne la différence entre les magnitudes obtenues dans deux bandes spectrales différentes.

⁴Le décalage vers le rouge (redshift en anglais) est un phénomène astronomique de décalage vers les grandes longueurs d'ondes des raies spectrales et de l'ensemble du spectre — ce qui se traduit par un décalage vers le rouge pour le spectre visible — observé parmi les objets astronomiques lointains. Le terme est également employé pour la notion plus générale de décalage spectral, soit vers le rouge, soit vers le bleu (décalage vers le bleu), observé parmi les objets astronomiques selon qu'ils s'éloignent ou se rapprochent, indépendamment du mouvement général d'expansion. Dans cette acception, il est synonyme d'effet Doppler-Fizeau.

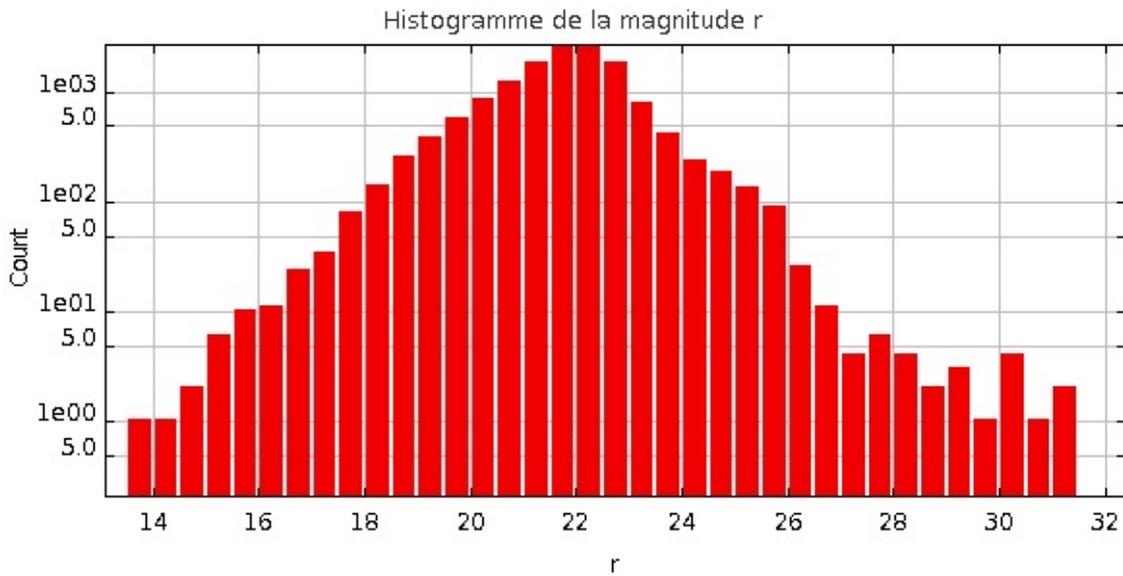


Figure 2.1

La couleur est une différence de magnitudes mesurées par deux filtres différents. Le diagramme couleur-magnitude est un moyen de sélectionner les galaxies ayant une forte probabilité d'appartenir à l'amas même si l'on ne connaît pas leur décalage spectral (Voir figure 2.2). Cependant on sait que les galaxies les plus éloignées ont déjà été éliminées par la coupure de magnitude.

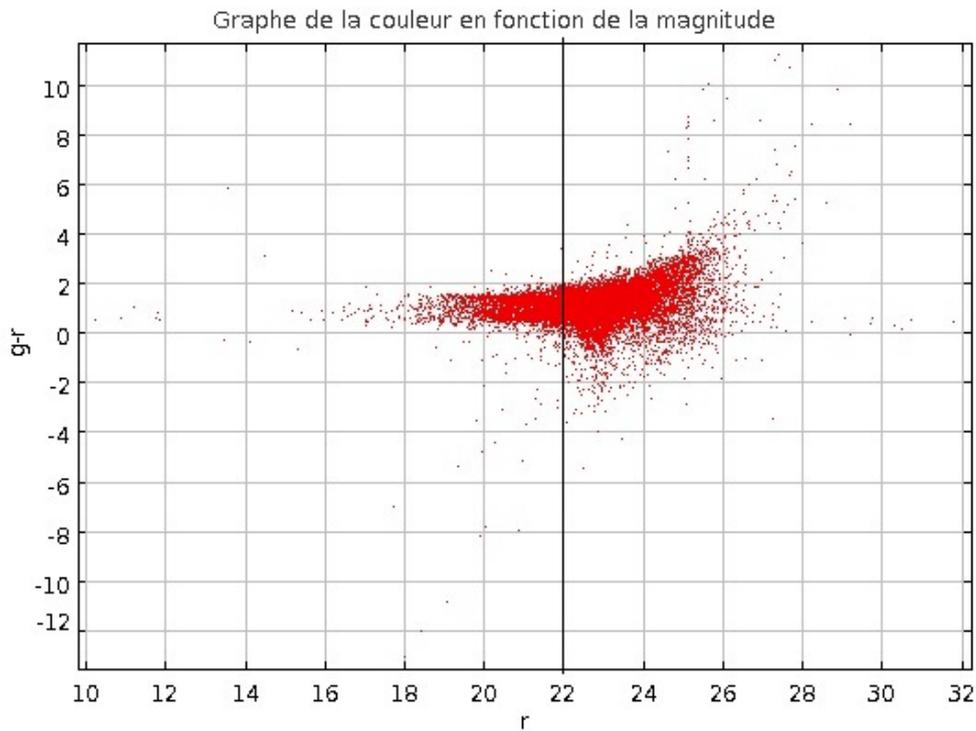


Figure 2.2

Néanmoins nous disposons de quelques galaxies avec l'information sur leur redshift, alors on peut comparer la répartition des z sur ce diagramme et on remarque que pour un intervalle de redshift compris en 0.22 et 0.232 les galaxies sont regroupées avec une certaine couleur qui forment un alignement. Cette distance correspond

bien à celle de notre amas, on peut alors affirmer que sur un rectangle de couleur et de magnitude entourant cette ligne les galaxies sont les membres les plus probables de celui-ci (Voir figure 2.3). Les galaxies situées au-dessus de cette séquence sont plus rouges (redshiftées) donc appartenant à l'arrière plan, en conséquence elles n'appartiennent pas à notre amas. A l'inverse, celles situées au-dessous de cette séquence sont plus bleues donc trop proches pour appartenir à notre amas. Ainsi par cette méthode on obtient **2222 galaxies**.

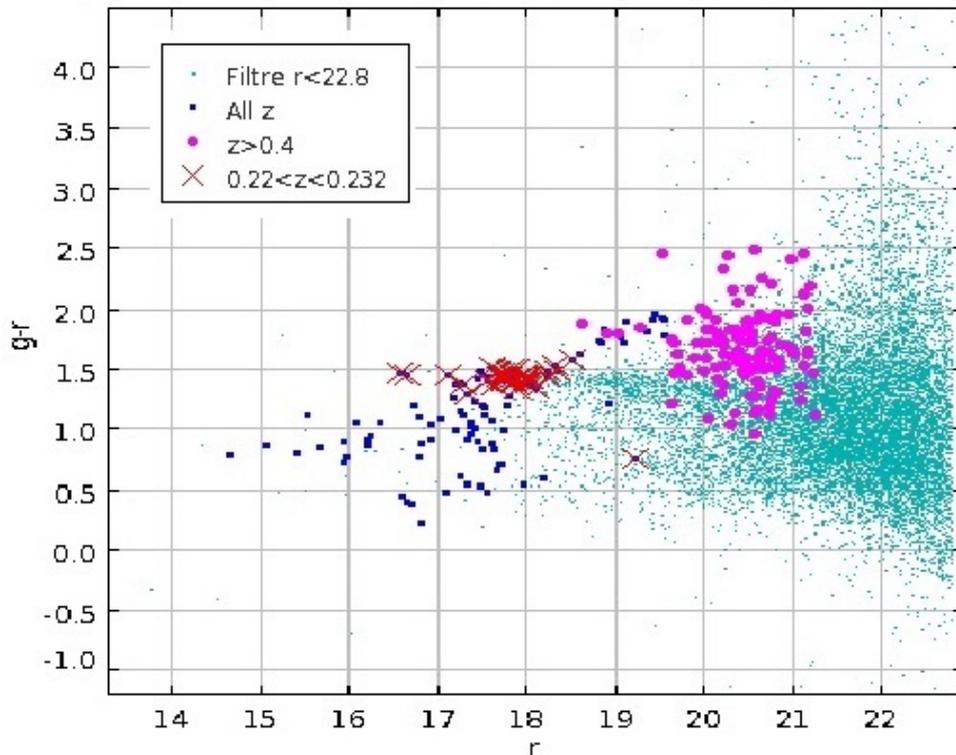


Figure 2.3

A partir de ces données triées on va pouvoir effectuer les calculs pour déterminer la masse lumineuse de l'amas.

2.2 Fonction de luminosité

La fonction de luminosité des amas de galaxies est définie comme le nombre de galaxies observées dans un amas par intervalle de magnitude. A partir de la distribution des magnitudes (Figure 2.1) on remarque que le pas optimal est de 0.2, on l'utilise pour créer un programme qui compte le nombre de galaxies par intervalle de magnitude de largeur 0.2. On trace alors le graphe du nombre de galaxies en fonction de la magnitude, ce qui correspond à la fonction de luminosité. Etant donné qu'il s'agit d'une distribution discrète à faible comptage, on prend comme incertitude la racine du nombre de galaxies, comme établi par la loi de Poisson (Voir figure 2.4).

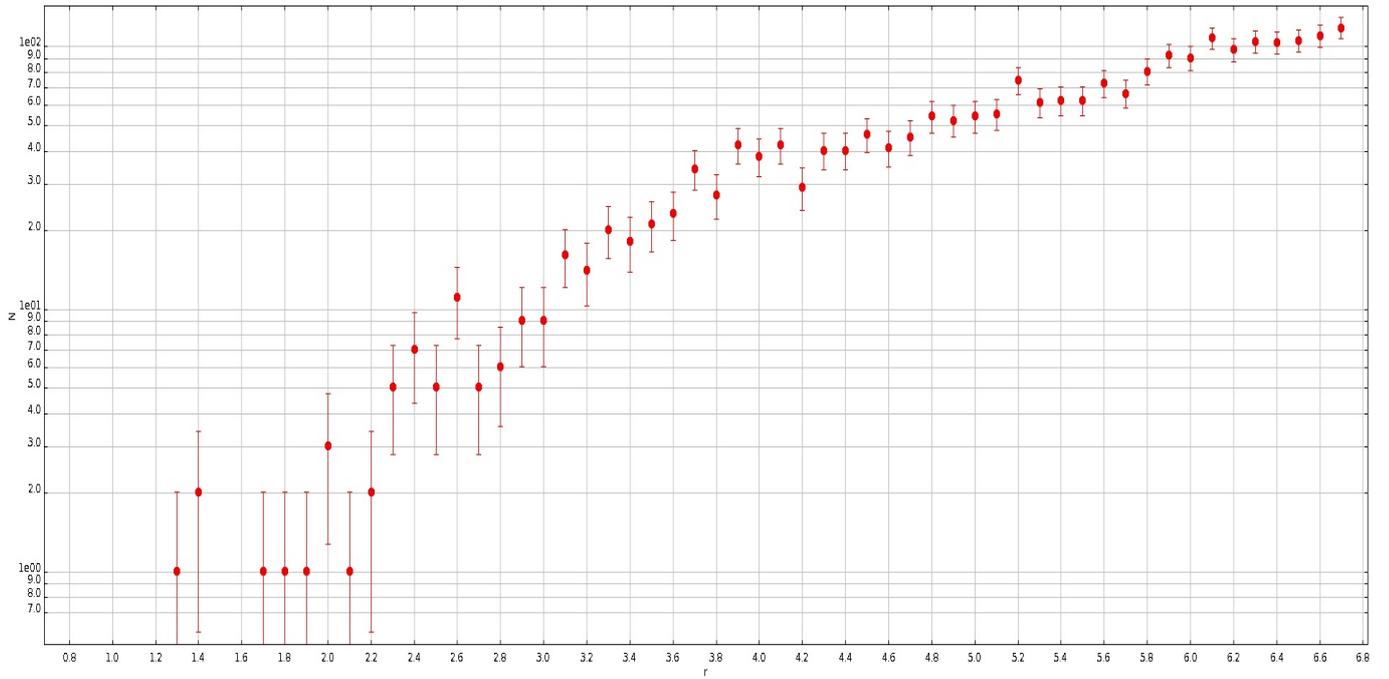


Figure 2.4

La fonction de luminosité peut être modélisée par une fonction de Schechter (1976), cette modélisation empirique nous renseigne sur les abondances relatives des galaxies faibles et brillantes, qui est donnée par :

$$\phi(L) = \left(\frac{\phi^*}{L^*}\right) \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right)$$

On utilisera la version avec la magnitude :

$$\phi(M) = (0.4 \ln(10)) \phi^* 10^{0.4(\alpha+1)(M^*-M)} \exp(-10^{0.4(M^*-M)})$$

Celle-ci prend en compte les paramètres : α , M^* et ϕ^* , qui représentent respectivement la pente à brillance faible (magnitude élevée), la magnitude au point d'inflexion et le facteur de normalisation (ϕ^* associé au coude). La fonction de Schechter nous permettra de calculer la densité spatiale des galaxies pour chaque intervalle de luminosité. En intégrant celle-ci sur tous les intervalles, on obtiendra la luminosité totale de l'amas que l'on pourra relier à la masse. On crée un algorithme qui trace la courbe de tendance associée à la fonction de Schechter. Pour trouver les paramètres optimaux de celle-ci, on exécute le test statistique χ^2 , qui prend en compte l'incertitude. (voir annexe programme 5.6)

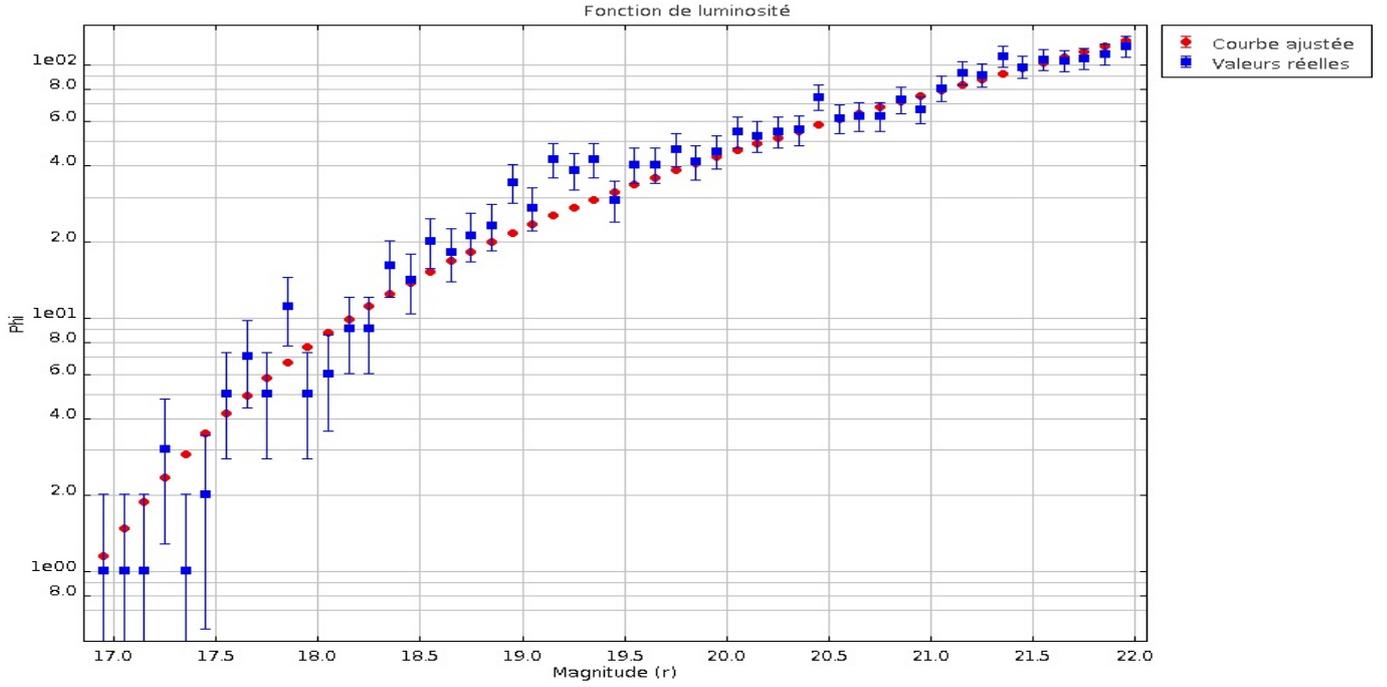


Figure 2.5

2.3 Integration de la fonction de luminosité

On intègre la fonction de luminosité grâce aux paramètres optimaux qui dans notre cas sont : Magnitude apparente correspondant au coude : $m^* = 17.9$; Facteur de normalisation : $\phi^* = 21$; Pente à faible luminosité \equiv magnitude élevée : $\alpha = -1.508$

On peut relier la magnitude apparente ⁵ à la magnitude absolue ⁶ et à la luminosité :

$$M = m - 5 \log(D) + 5 \text{ Avec } D = \frac{cz}{H_0} ; L = D^2 10^{-(m^* + 0.26)/2.5}$$

En intégrant entre 0 et $+\infty$, avec $\phi(L)$ le nombre relatif de galaxies par intervalle de luminosité et L cette luminosité, et en posant $t = \frac{L}{L^*}$ on obtient :

$$\begin{aligned} \int_0^{+\infty} L\phi(L)dL &= \int_0^{+\infty} \frac{\phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) dL \\ &= \int_0^{+\infty} \phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha+1} \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) dL \\ &= \phi^* L^* \int_0^{+\infty} t^{\alpha+1} \exp(-t) dt \end{aligned}$$

On reconnaît la fonction Γ alors :

$$\int_0^{+\infty} L\phi(L)dL = \phi^* L^* \Gamma(\alpha + 2)$$

A l'aide de nos données on trouve une luminosité totale de : $L_{tot} = 2.049 \times 10^{12} L_\odot$

⁵Mesure l'éclat apparent d'un objet céleste, c'est à dire la façon dont on la voit de la Terre.

⁶Il s'agit de la magnitude conventionnelle qu'aurait un objet céleste si sa distance était ramenée, par définition à 10 pc.

2.4 Calcul de la masse

On peut relier la luminosité au rapport masse / luminosité, pour cela on considère que la plupart des galaxies sont elliptiques ($\geq 60\%$) [5], on peut alors approximer ce rapport de notre amas à celui de ces dernières. En analysant différentes sources de données nous renseignant sur le rapport masse/luminosité (2.6), on l'estime par excès à environs 20.

<u>Core values:</u>							
Object		M / L_B		Source			
Mean luminous E		8.5		Faber & Jackson 1976			
M31 bulge outside nucleus		8.5		Photometry from Light et al. 1974; $\sigma = 150$			
NGC 4473, inside 5 Kpc		5.4		Young et al. 1978			
<u>Other values:</u>							
Object	Type	Distance (Mpc)	R ^a (kpc)	R / R _{HO}	V _{rot} ^b	M / L _B ^c	Source
NGC 128	S0p	90.0	17.4	0.4	250	7.2	Bertola & Cappaccioli 1977
NGC 3115	S0-	9.5	4.6	0.3	350	12.3	Rubin et al.1976
NGC 3636	RSA(rs)0+	21.1	11.3	1.0	233	8.8	Table 1
NGC 4278	E	14.4	16.8	1.9	195	19.8	Knapp et al.1978
NGC 4324	SA(r)0+	23.0	9.0	1.0	163	5.5	Table 1
NGC 4762	SB(r)0 ⁰	23.0	7.8	0.3	210	5.1	Bertola & Cappaccioli 1978

^a Radial extent of observed rotation curve.
^b Assumed velocity of rotation, corrected when necessary for projection effects.
^c M / L_B within radius R , assuming mass spherically distributed.

Figure 2.6: Les galaxies elliptiques correspondent au type E[6]

On peut alors directement en déduire la masse lumineuse d'Abell 2219 : $M_{lumineuse} = 4.1 \times 10^{13} M_{\odot}$

3 Masse des amas de galaxies à partir des données spectroscopiques

Pour cette méthode on s'intéresse à la masse dynamique de l'amas de galaxies, ceci à partir du théorème du Viriel.

3.1 Formules du Viriel & démonstrations

On va dériver le Viriel dans le cas de N particules mutuellement gravitantes. On considère un système auto-gravitant composé de N corps de masse m_i , positions r_i , et vitesses $v_i (i = 1 \dots N)$. La position et la vitesse de leur centroid sont respectivement $r_{av} = \sum_{i=1}^N r_i / N$ et $v_{av} = \sum_{i=1}^N v_i / N$. Les positions et les vitesses des galaxies par rapport à leur centroïd par conséquent sont $R_i = r_i - r_{av}$ et $V_i = v_i - v_{av}$. En différentiant deux fois le moment d'inertie du système $I = m_i \sum_{i=1}^N R_i^2 = m_i \sum_{i=1}^N R_i \cdot R_i$ on obtient :

$$\ddot{I} = 2m_i \sum_{i=1}^N \ddot{R}_i \cdot R_i + 2m_i \sum_{i=1}^N \dot{R}_i \cdot \dot{R}_i \quad (3.1)$$

Puisque $\dot{R}_i \cdot \dot{R}_i$, on remarque que le deuxième terme de l'équation 3.1 est égale à quatre fois l'énergie cinétique totale K du système. Si on définit $R_{ij} = |R_i - R_j|$, dans un système auto-gravitant l'accélération sur le corps i due au corps j est $\ddot{R}_i = -Gm_j (R_i - R_j) / R_{ij}^3$. on peut écrire le premier terme de l'équation 3.1 comme :

$$\begin{aligned} 2m_i \sum_{i=1}^N \ddot{R}_i \cdot R_i &= -2Gm_i m_j \sum_{i=1}^N \sum_{i \neq j}^N \frac{(R_i - R_j) \cdot R_i}{R_{ij}^3} \\ &= -2Gm_i m_j \sum_{i=1}^N \sum_{i < j}^N \frac{1}{R_{ij}} \\ &= 2W \end{aligned}$$

Donc, à partir de l'équation 3.1 on obtient :

$$\frac{\ddot{I}}{2} = 2K + W \quad (3.2)$$

Si on assume que le système de N corps est stationnaire, la moyenne temporelle de \ddot{I} est nulle ($\langle \ddot{I} \rangle_t = 0$) et l'équation 3.2 devient le théorème scalaire du Viriel :

$$2K + W = 0 \quad (3.3)$$

Par conséquent, dans le cas d'un système lié et stationnaire on a :

$$\begin{cases} K + W \leq 0 \\ 2K + W = 0 \end{cases}$$

Pour simplifier la suite, on va considérer que les N corps ont la même masse m. Avec cette hypothèse, la masse totale du système est $M = Nm$ et le centroïd coïncide avec le centre de masse. On peut donc écrire le Viriel sous la forme suivant :

$$-Gm^2 \sum_{i < j}^N \langle 1/R_{ij} \rangle_t + m \sum_{i=1}^N \langle V_i^2 \rangle_t = 0 \quad (3.4)$$

Si on suppose l'amas sphérique, et que les vitesses et les masses de ses galaxies ne sont pas corrélés à leur orientations, on peut calculer la moyenne sur tous les angles et on obtient :

$$\langle V_i^2 \rangle_\Omega = 3 \langle V_{zi}^2 \rangle_\Omega \quad (3.5)$$

Sur la même hypothèse, l'observateur ne peut mesurer que la distance entre les objets projetée sur le plan du ciel, $R_{\perp,ij} = R_{ij} \sin \phi_{ij}$, ou ϕ_{ij} est l'angle entre le vecteur $R_i - R_j$ et la ligne de visée. Alors on obtient :

$$\langle R_{ij} \rangle_\Omega = \frac{2}{\pi} \langle R_{\perp,ij} \rangle_\Omega \quad (3.6)$$

A partir des équations 3.4, 3.5, 3.6 et avec l'hypothèse que $M = Nm$, on obtient la masse de l'amas de galaxies à partir du Viriel :

$$M = \frac{3\pi N}{2G} \frac{\sum_{i=1}^N \langle V_{zi}^2 \rangle_{t,\Omega}}{\sum_{i<j}^N \langle 1/R_{\perp,ij} \rangle_{t,\Omega}} \quad (3.7)$$

3.2 Calcul de la dispersion des vitesses

En astronomie, quand on observe un système de N galaxies, normalement on mesure leur dispersion de vitesses radiales [7] :

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^N V_{zi}^2}{N-1}$$

Si on défini le rayon harmonique moyen projeté comme:

$$R_{km} = \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i<j} N \frac{1}{R_{ij}} \right)^{-1} \quad (3.8)$$

On obtient de l'équation 3.8 l'estimateur de masse:

$$M = \frac{3\pi}{G} \sigma^2 R_{km}$$

En mesurant les vitesses radiales de plusieurs membres, la dispersion des vitesses au sein de l'amas peut être estimée et utilisée pour calculer la masse de l'amas à partir du théorème du Viriel.

Afin de déterminer la dispersion des vitesses, on doit tracer l'histogramme des vitesses. Pour cela, on extrait le catalogue spectroscopique sur le SDSS centré sur les mêmes coordonnées avec le même rayon utilisé pour l'imagerie (30 arcmin). Cependant, il n'existe que très peu d'informations sur le décalage spectral, c'est pourquoi on obtient seulement **242 galaxies**.

Il nous est donc nécessaire de récolter davantage de données à l'aide d'un autre catalogue spectroscopique : NED [8], qui est une base de données regroupant des informations sur des millions d'objets célestes en dehors de la Voie Lactée. On fusionne alors les deux catalogues en éliminant les doublons. On obtient ainsi **319 galaxies**. Dès lors, on peut tracer l'histogramme des z (équivalent à celui des vitesses car $v = cz$).

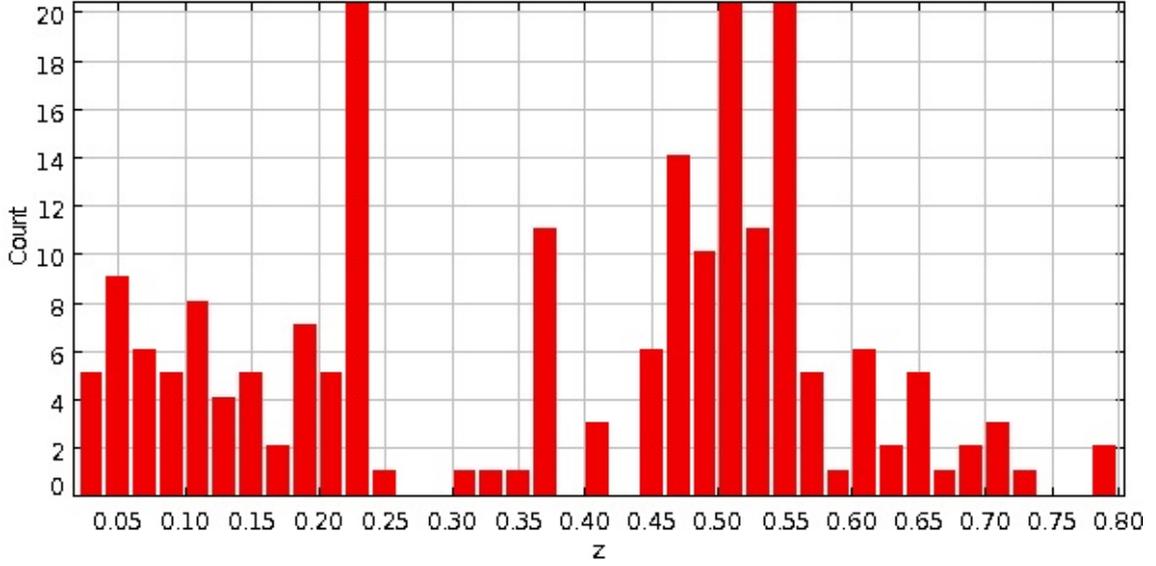


Figure 3.1

On remarque qu'il existe deux distributions distinctes ; l'une correspond bien à notre amas, puisqu'elle est centrée sur le bon z , et une autre centrée autour de $z = 0,525$ qui correspond probablement à un autre amas. On décide alors de couper sur l'intervalle $0,15 < z < 0,30$ afin d'exclure les galaxies dont on est sûr qu'elles sont trop éloignées du centre de notre amas. ¹ Pour exclure les galaxies non membres, on effectue la méthode « 3 sigma-clipping » qui consiste :

- à déterminer la médiane et l'écart-type (σ) de nos valeurs
- à refaire une coupure : $z_{med} - 3 \times \sigma < z < z_{med} + 3 \times \sigma$
- à réitérer l'opération jusqu'à ce que le nombre de galaxies ne varie plus.

Avec cette méthode, on obtient un total de **87 galaxies**. En recherchant dans la littérature diverses sources d'informations sur le sujet, on a trouvé un article [9] très intéressant qui étudie la masse d'Abell 2219. Boschin et al. utilisent un ensemble de données regroupant 133 galaxies. Leur méthode de tri consiste à ordonner les données et couper là où il y a un gap de vitesse supérieur à 1000km/s ou un gap de distance qui dépasse 0,4 Mpc. Ils obtiennent ainsi 113 galaxies membres. En partant de ce catalogue et en effectuant la méthode «3sigma-clipping», on obtient **112 galaxies** ce qui représente une quantité convenable de galaxies. On obtient alors $Z_{mediane} = 0,2256$ et $\sigma = 1321 \text{ km/s}$

3.3 Calcul de la masse

On dispose maintenant de toutes les informations nécessaires pour le calcul de la masse. Néanmoins nous utilisons un terme correctif qui est la distance de luminosité [10], pour le calcul du rayon de l'amas, alors :

$$R_{km} = \frac{D_{lum}}{(1+z)^2} \frac{N(N-1)}{2} \left(\sum_{i<j}^N \frac{1}{R_{ij}} \right)^{-1}$$

Comme nos coordonnées nous indiquent une position sur la sphère céleste, il s'agit d'un espace non-euclidien. Pour calculer donc la distance entre deux points on procède à un produit scalaire :

$$\cos(\beta) = \cos(d_1)\cos(d_2)\cos(\alpha_1 - \alpha_2) + \sin(d_1)\sin(d_2)$$

Où (β) est la distance en radian entre deux galaxies, c'est à dire R_{ij} .

On peut alors en déduire le rayon de Viriel : $R_{km} = 1.79 \text{ Mpc}$, soit $\approx 8 \text{ arcmin}$.

Ainsi on déduit la masse dynamique de l'amas : $M_{dynamique} = 6.48 \times 10^{15} M_{\odot}$

¹Pour accomplir cette tâche, on utilise la commande « awk », voir annexe 5.5

4 Conclusion

Notre but était de déterminer la masse de l'amas Abell 2219 par deux méthodes différentes. Pour pouvoir les comparer, il est nécessaire d'effectuer nos calculs pour deux rayons de l'amas comparables. Puisque la deuxième méthode ne prend en compte que les données issues du catalogue de Boschin, elles nous imposent une certaine région du ciel plus limitée que la région considérée pour le calcul en imagerie. Il convient donc de ré-effectuer les calculs de la masse lumineuse en considérant ce nouveau rayon que l'on estime à 8 arcmin soit 1,79 Mpc. Dès lors, la masse obtenue est de l'ordre de $10^{13} M_{\odot}$. Plusieurs articles estiment que ce rayon correspond à celui qui délimite la zone centrale de l'amas ; le rayon total de l'amas est d'environ 3,1 Mpc.

Dès lors, la masse dynamique est cent fois plus importante que la masse lumineuse. Cela confirme donc bien l'existence d'une masse manquante qui n'émet aucun rayonnement. La proportion de masse lumineuse trouvée correspond bien à celle indiquée par la théorie de l'existence de la matière sombre : elle représente environ 5% de la masse totale de l'amas.

D'après de nombreuses études, la matière sombre semblerait donner sa structure à l'Univers. En effet, elle formerait de longs filaments entre les amas de galaxies, et constituerait une sorte de « toile cosmique », un peu à l'image de l'organisation des neurones dans le cerveau, où chaque neurone représenterait un amas de galaxies. Lors des premiers instants de création de l'Univers, la matière baryonique était incapable de former des atomes en raison de la pression trop importante des photons. En revanche, la matière sombre, n'ayant aucune interaction avec les photons, aurait créé des fluctuations attirant par gravitation la matière ordinaire. Cette hypothèse expliquerait donc la formation des amas de galaxies créés par accréation de matière attirée gravitationnellement par le puits de potentiel engendré par la matière sombre 4.1.

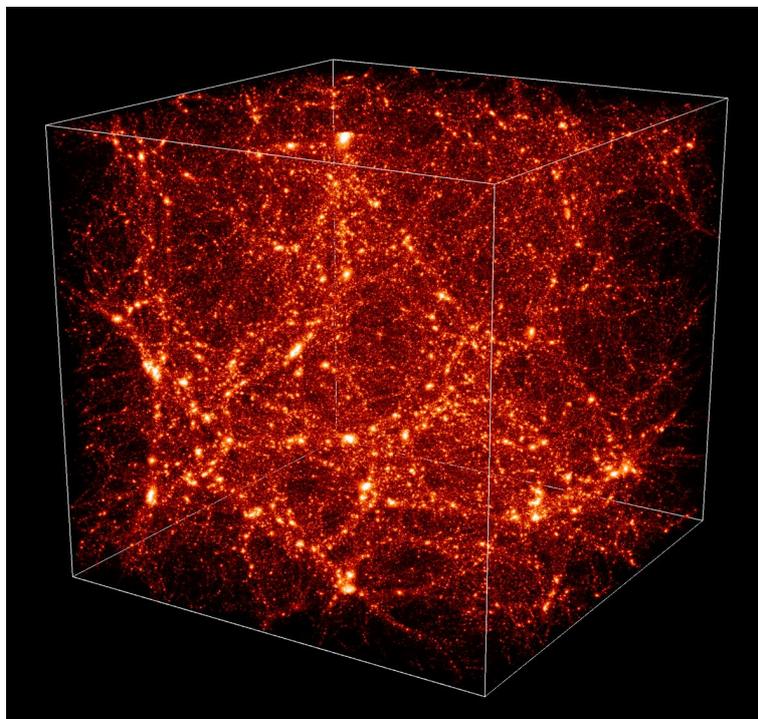


Figure 4.1: Il s'agit ici d'une simulation numérique représentant une tranche de l'Univers, le cube fait 500 millions d'années-lumière, et inclut 16 millions de particules[11]

5 Annexes

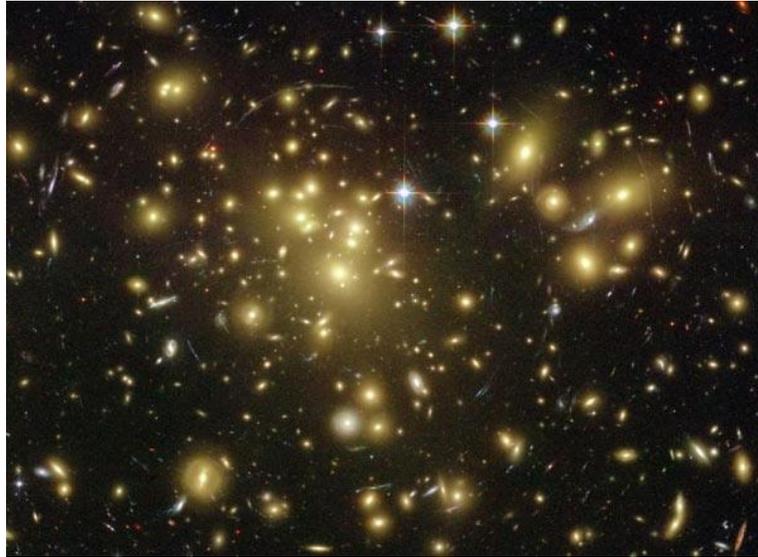


Figure 5.1

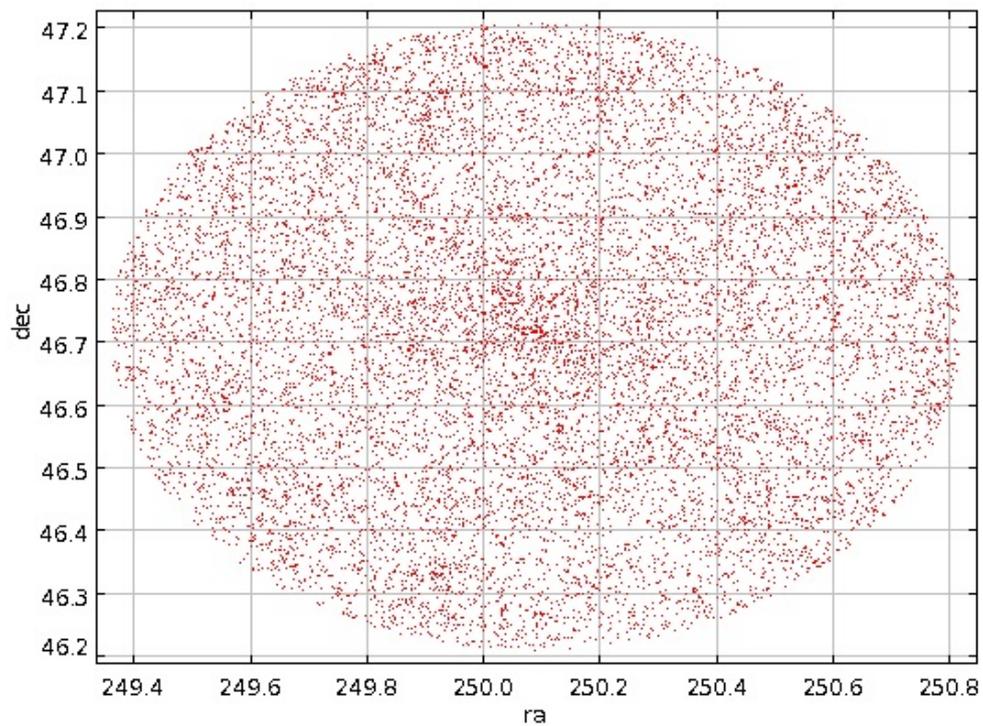


Figure 5.2: Représente les galaxies présentes dans le plan d'observation autour de la position RA et DEC d'Abell 2219 pour un rayon de 30 arcmin

5.1 Lentilles gravitationnelles & filtres de magnitudes

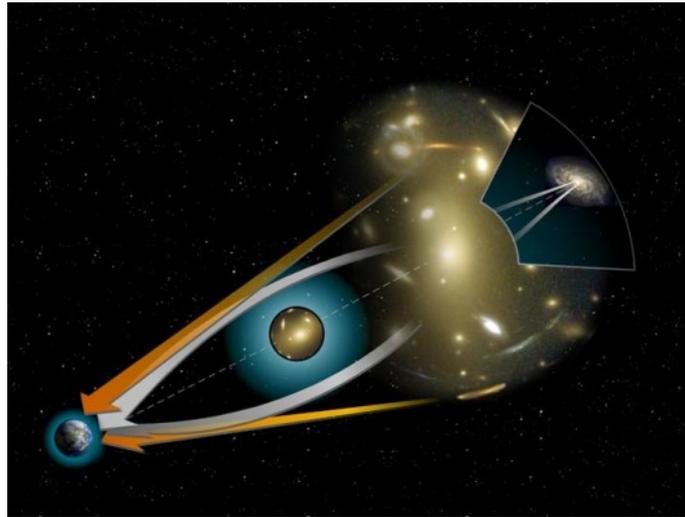


Figure 5.3: D'après la relativité générale, une distribution de masse dévie les rayons lumineux qui passent à proximité. Dans le cas d'une étoile, les effets restent limités car la masse en jeu est relativement faible. Mais les effets peuvent devenir importants et visibles si la masse qui perturbe la lumière est très grande, par exemple dans le cas d'une galaxie ou d'un amas de galaxies. Le principe de l'effet de lentille gravitationnelle appliqué aux amas de galaxies montre l'existence de trois régimes. Si l'observateur, l'amas et une galaxie lointaine sont parfaitement alignés, la galaxie lointaine apparaîtra sous l'aspect d'un nombre impair de grands arcs : c'est l'effet de lentille gravitationnelle fort. Si l'alignement n'est pas parfait, on observera seulement de petits arcs disséminés sur l'image (en anglais, des "arclets"). Enfin, si l'alignement est encore moins bon, il se produira alors de simples déformations des galaxies d'avant-plan, indétectables pour chaque galaxie individuellement, mais détectables statistiquement sur un grand nombre de galaxies. [12]

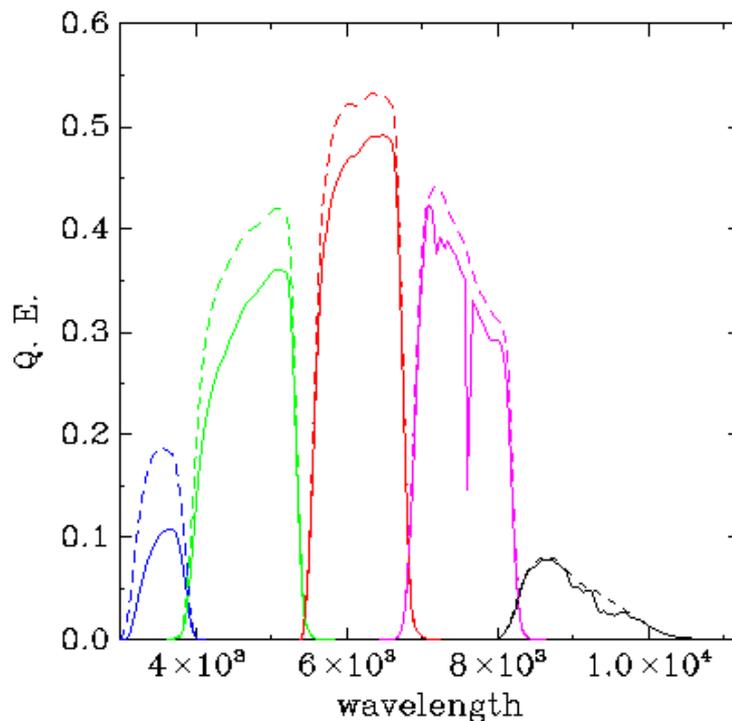


Figure 5.4: Il s'agit du graphe de la réponse ccd convoluée avec le filtre, c'est à dire que chaque filtre laisse passer juste un intervalle de longueur d'onde. Les 5 filtres, ici UGRIZ, ensemble donnent l'image dans la bande visible

U : ultraviolet ; G : Green ; R : Red ; I : near Infrared ; Z : infrared ; Ces filtres correspondent aux longueurs d'ondes respectivement de 3551 Å, 4686 Å, 6165 Å, 7481 Å, 8931 Å.

5.2 Conversions

$1 \text{ km} = 3,240779 \times 10^{-20} \text{ Mpc}$

$1 \text{ ly (année lumière)} = 9\,460\,730\,472\,580,8 \text{ km}$

Right Ascension : $1h = 15^\circ$, $1m = 0.25^\circ$, $1s = (1/240)^\circ$

Cosmological Calculator (NED) :

Pour convertir les angles en Mpc ($z=0,2256$):

$30 \text{ arcmin} = 6,71 \text{ Mpc}$

$8 \text{ arcmin} = 1,79 \text{ Mpc}$

Pour les distances ($z=0,2256$ et Univers plat), ceci calculé à partir d'un calculateur cosmologique disponible en ligne [13].

$D_{lumineuse} = 1130.9 \text{ Mpc} / 3.689 \text{ Gly}$

$D_{angulaire} = 752.9 \text{ Mpc} / 2.4557 \text{ Gly}$

5.3 Distances cosmologiques

La relation entre la distance lumineuse et la distance angulaire s'écrit d'après la démonstration suivante :

$$D_{lumineuse} = \sqrt{\frac{L}{4\pi(F)}}$$

Avec F = flux lumineux et L = luminosité absolue

$$L = 4\pi R^2 \sigma^* T_{emis}^4$$

Avec σ^* la constante de Stephan-Boltzman et T_{emis} la température d'émission. La température d'observation est : $T_{obs} = \frac{T_{emis}}{1+z}$.

Le flux lumineux est donné par : $F = \theta^2 \sigma^* T_{obs}^4$, où $\theta = \frac{R}{D_{angulaire}}$

Alors

$$\begin{aligned} D_{lumineuse}^2 &= \frac{L}{4\pi F} \\ &= \frac{4\pi R^2 \sigma^* T_{emis}^4}{4\pi \theta^2 \sigma^* T_{obs}^4} \\ &= \left(\frac{R}{\theta}\right)^2 \left(\frac{T_{emis}^4}{T_{obs}^4}\right) \\ &= D_A^2 (1+z)^4 \end{aligned}$$

Ainsi $D_{lumineuse} = D_{angulaire}(1+z)^2$

Cette relation est valable seulement hors cadre cosmologique, c'est à dire pour objets "proches". Dans le cadre cosmologique l'histoire se complique car il faut tenir compte de l'expansion de l'Univers. Le photon émis par la source lumineuse parcourt une distance supplémentaire pendant son trajet dû à l'étirement des distances.

5.4 Commandes & programme

```
//LIGNES DE COMMANDES UTILES
```

```
awk '{if (NR>1 && $1<4) print $0}' //il imprime tout les colonnes à partir de la deuxième ligne et si l'élément de la première colonne est un nombre plus petit de 4
```

```
sort file.ascii > filesort.ascii // il ordonne les valeurs de la première colonnes du plus petit au plus grand
```

Figure 5.5

```

// PROGRAMME D'OPTIMISATION : trouver ms, phis, alpha optimales

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>

//Fonction pour calculer phi
double phi(double alpha, double ms, double phis, double m){
    double bla=0.4*(ms-m)*(alpha+1);
    double blabla=(0.4*(ms-m));
    return(0.4*log(10)*phis*pow(10,bla)*exp(-pow(10,blabla)));}

//La fonction d'optimisation khi2
double khi2(double phi, int N){
    double bla=(N-phi)/(sqrt(N)); //le dénominateur tient compte des poids
    return(pow(bla,2));}

main () {
    double k=0, pas=0.001, k2=1000000;
    double p;
    int j, o;
    int i=0, n, N[52];
    double alpha, ms, phis, m, M[52];

    FILE*histo; // nos données sont dans le fichier histo2
    histo=fopen("/home/ebellomi/projet30/Programmes/histo2.ascii", "r");
    FILE*fic; // et on veut les écrire dans le fichier khi2
    fic=fopen("/home/ebellomi/projet30/Programmes/khi2.ascii", "w");

    for(i=0;i<52;i++){
        fscanf(histo, " %lf %d \n",&M[i],&N[i]);
        } // remplissage du tableau

    for(ms=19.0; ms>16.95; ms-=0.1){
        for(o=-10;o<=10;o++){
            j=(ms-16.95)/0.1;
            phis=N[j]+o;
            for(alpha=-3.0; alpha<=0.0; alpha+=pas){ //on cherche la pente optimale
                k=0;
                fclose(histo);
                histo=fopen("/home/ebellomi/projet30/Programmes/histo2.ascii", "r");

                while (fscanf(histo, " %lf %d \n",&m,&n) != EOF){
                    if(n!=1){
                        p=phi(alpha, ms, phis, m);
                        k+=khi2(p,n);}
                    }// while

                if(k<k2){
                    //il mémorise les nouveaux paramètres seulement s'ils optimisent mieux la fonction
                    fprintf(fic, " %lf %lf %lf %lf \n", k, ms, phis, alpha);
                    printf(" %lf %lf %lf %lf \n", k, ms, phis, alpha);
                    k2=k;
                } // if

            } /* for alpha*/ } /*for o phis*/ } // for ms

    fclose(histo);
    fclose(fic);
} // main

```

Figure 5.6: Cet algorithme nous permet d'effectuer une courbe d'ajustement de la fonction de luminosité, ceci afin de trouver les 3 différents paramètres nous permettant de déduire la luminosité

Références

- [1] Andrea Biviano. *From messier to Abell : 200 years of science with galaxy clusters*. 2000.
- [2] Wikipédia. Luminosité — wikipédia, l'encyclopédie libre. 2013. En ligne; Page disponible le 16-mai-2015.
- [3] <http://www.sdss.org/dr12/>.
- [4] <https://www.sdss3.org/dr8/algorithms/magnitudes.php>.
- [5] Jones et Robert J. A. Lambourne H. Mark. *An introduction to galaxies and cosmology*, 2004.
- [6] ned.ipac.caltech.edu.
- [7] Chiara Ferrari. *Analyse multi-longueur d'onde d'amas de galaxies en coalescence*. 2003. Université de Nice Sophia Antipolis.
- [8] NASA/IPAC Extragalactic Database (NED). <https://ned.ipac.caltech.edu/>.
- [9] Boschin et al. 2004. Internal dynamics of the radio-halo cluster A2219.
- [10] Edward L. Wright. Homogeneity and isotropy; many distances; scale factor. http://www.astro.ucla.edu/~wright/cosmo_02.htm.
- [11] Françoise Combes. Grandes structures de l'univers. *Astronomie*, Mai 2005.
- [12] Olivier Esslinger. La lentille gravitationnelle.
- [13] NED. https://ned.ipac.caltech.edu/help/cosmology_calc.html, 26 Mars 2013.

Remerciements

Nous tenons à remercier Chiara Ferrari et Christophe Benoist pour leur aide, leur bienveillance et les connaissances qu'ils nous ont apportées. Nous remercions également l'observatoire de la Côte d'Azur, ses chercheurs, et son personnel pour leur accueil et leur sympathie. Enfin, merci à la faculté de sciences d'avoir mis en place ce beau projet, et de nous avoir permis d'y participer.