

Les distorsions gravitationnelles pour cartographier l'univers

Francis Bernardeau
Service de Physique Théorique, C.E. de Saclay

Yannick Mellier
Institut d'Astrophysique de Paris & LERMA, Observatoire de Paris

L'étude des paramètres de forme des galaxies lointaines obtenus dans des relevés cosmologiques profonds révèle l'existence de distorsions cohérentes sur de grandes échelles angulaires. Les astronomes ont récemment acquis la conviction que ce champ de déformation est dû aux effets de lentille gravitationnelle induits par les concentrations de matière présents sur les lignes de visée. La mesure de ces effets permet aujourd'hui de cartographier la distribution de matière noire sur d'immenses fractions du ciel. Ces observations signent les propriétés dynamiques de l'univers. Elles apportent des contraintes directes sur certains paramètres cosmologiques fondamentaux et aussi sur les scénarios de formation des grandes structures de l'univers.

Cosmologie et structure de l'univers

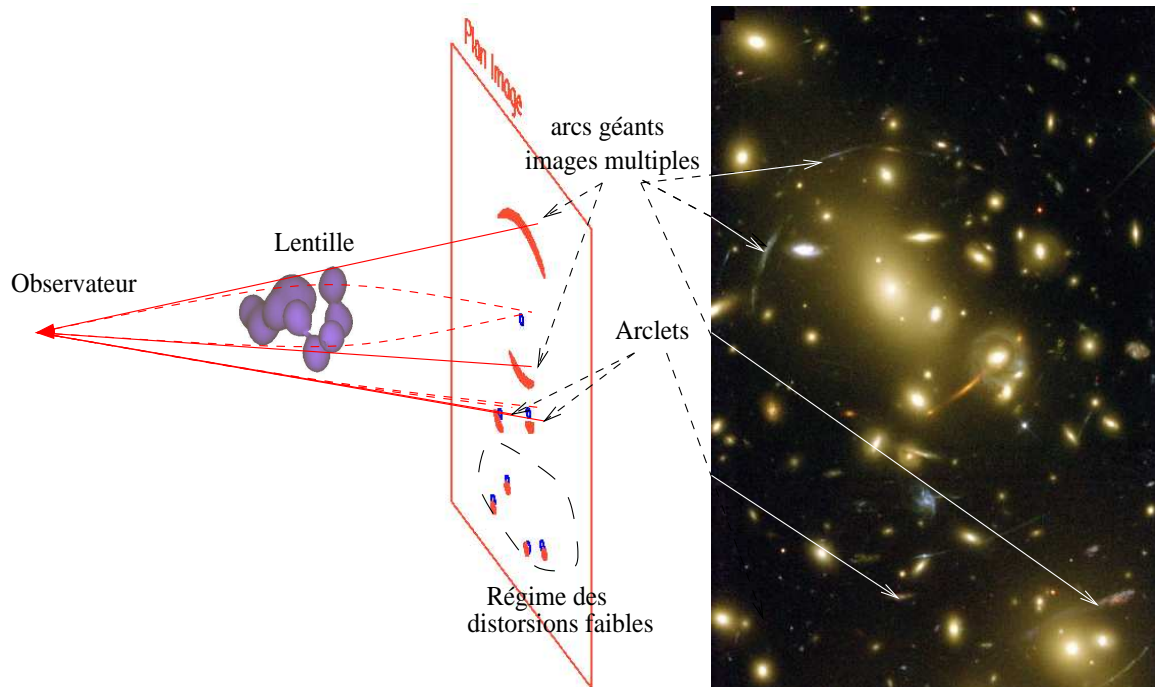
Les théories cosmologiques visent à reconstruire le scénario complet de la formation de l'univers qui explique les données astronomiques de l'univers lointain ainsi que sa structure visible actuelle. Les observations qui témoignent des étapes marquantes jalonnant l'évolution cosmologique sont toutes interprétées autour de la théorie reine de la gravitation, la relativité générale. Outre le postulat de sa validité aux échelles de l'univers observable, le paradigme du *big-bang chaud* s'appuie sur un principe cosmologique fondamental : l'univers est homogène et isotrope à grande échelle. De là se calcule la forme de la *métrique* décrivant les propriétés temporelles et spatiales de l'espace-temps et plus particulièrement celles de sa courbure globale. Cette métrique est connue sous le nom de Friedmann-Roberston-Walker (FRW). Elle permet de définir des positions et des distances dans l'univers et donc de comparer les observations aux prédictions des modèles cosmologiques. Dans ce contexte, le big bang chaud apparaît aux astrophysiciens modernes comme une théorie naturelle et économique qui interprète de façon satisfaisante l'éloignement progressif des galaxies selon leur distance (la récession des galaxies) - preuve de l'expansion de l'univers - le rayonnement cosmologique résiduel à 2,7 K - signature fossile d'un équilibre thermique - et l'abondance des éléments légers - témoins directs de la nucléosynthèse primordiale. Toutes ces observations soutiennent de manière cohérente que notre univers, après avoir traversé une phase très chaude et très dense, se

refroidit progressivement. Le modèle du big-bang chaud est de fait un cadre théorique fortement consolidé, sans paradigme concurrent sérieux.

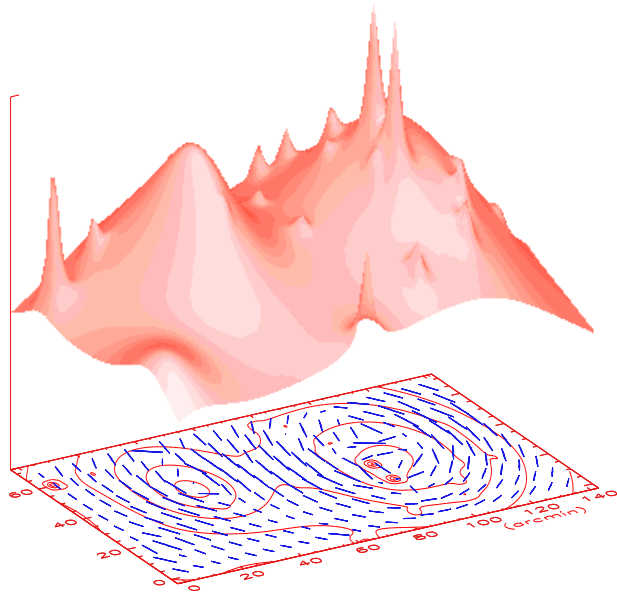
Dans ce scénario, la dynamique de l'univers est déterminée par les équations d'Einstein qui établissent une relation directe entre son contenu en matière et sa courbure. L'expansion générale de l'univers est ainsi contrôlée par la densité d'énergie et la pression totales des différentes composantes constituant le fluide cosmique (particules de matière baryonique ou non-baryonique, photons, neutrinos et éventuellement une composante qui singularise les propriétés de l'énergie du vide, comme par exemple une constante cosmologique). Elle dépend en particulier de leur équation d'état respective qui relie la pression et la densité d'énergie. En fonction de ces propriétés, en particulier de la densité totale d'énergie, l'univers peut continuer indéfiniment son expansion ou bien ralentir progressivement pour finir par une phase ultime de contraction. Au passage d'un régime à l'autre l'univers est dit *critique*. Les astrophysiciens ont alors pris l'habitude de rapporter la densité vraie de matière dans l'univers (par opposition à sa densité d'énergie qui comprend les photons, les neutrinos, ou même une énergie associée au vide cosmologique) à celle d'un univers critique et d'exprimer ce rapport avec le paramètre Ω_m (le paramètre de densité). Ainsi la relation $\Omega_m = 1$ d'un univers composé uniquement de matière noire (baryonique et non baryonique) définit un *univers critique* sans composante d'énergie associée au vide cosmologique.

Par l'étude des propriétés spatiales et spectrales des fluctuations de températures observées dans le

Les différents régimes de distorsion gravitationnelle



On distingue généralement 3 régimes. (1) Près du cœur des amas de galaxies, agissant ici comme déflecteur, l'effet de distorsion peut être critique, et donner lieu à des images multiples ou des grands arcs. (2) Quand les galaxies d'arrière-plan sont légèrement en dehors de la zone critique, la distorsion reste importante mais on n'a plus d'images multiples, c'est le régime dit des arclets. (3) Au-delà, la distorsion s'atténue progressivement. C'est le régime de distorsion faible. Cet effet est imperceptible sur un objet unique, mais est détectable par des études statistiques. En effet même si les galaxies d'arrière-plan ont des ellipticités intrinsèques non négligeables (de l'ordre de 30 % en moyenne), celles-ci sont indépendantes les unes des autres. L'effet de distorsion gravitationnelle peut alors être évalué par la mesure de la corrélation des orientations et de l'amplitude des ellipticités des galaxies. L'image de droite montre une observation profonde de l'amas A2218 (par le télescope spatial Hubble) où un grand nombre d'arcs et d'arclets sont visibles, et sur la figure du bas, les bâtonnets en bleu montrent la carte des distorsions faibles. On obtient une véritable carte des lignes d'iso-potentiel de l'amas qui permet de reconstruire la forme du potentiel de la lentille et donc la masse projetée de l'amas (surface rouge de la figure du bas; potentiel reconstruit à partir du modèle publié par Kneib et al. 1996).



fond diffus cosmologique on sait aujourd'hui que les sections spatiales de l'univers sont plates, c'est-à-dire que sur des lignes de temps constant sa métrique est globalement celle d'un espace Euclidien. Cela veut dire que la densité d'énergie totale dans l'univers est très proche de la densité critique. Cependant cela ne signifie pas pour autant que la contribution dominante soit de la matière, ni surtout de la matière ordinaire, c'est-à-dire baryonique.

Depuis plus d'une cinquantaine d'années toutes les tentatives visant à estimer le contenu en matière de l'univers montrent que sa fraction observable (déterminée par l'émission X, UV, visible, infrarouge, radio des galaxies et du gaz) ne permet pas d'interpréter son comportement dynamique. Toutes les mesures cinématiques portant sur les composantes visibles stellaires ou gazeuses des galaxies démontrent en effet que la fraction visible de matière est insuffisante pour rendre compte des vitesses élevées des particules. L'idée s'est donc imposée que notre univers contient une matière invisible, "noire", qui constitue sa composante matérielle dominante. C'est une conjecture fondamentale car on sait qu'il est impossible de résoudre ce dilemme en évoquant simplement une composante baryonique cachée. En effet, la formation des noyaux légers (comme le deutérium ou l'hélium) au moment de la nucléosynthèse primordiale ne peut se faire convenablement que pour une quantité bien connue de baryons dans l'univers et qui ne représente qu'une petite fraction de la densité critique.

Si l'existence de matière noire dans l'univers ne fait plus de doute, il existe aussi un faisceau important d'observations qui laisse à penser que cette matière ne contribuerait finalement que pour 25 % à la densité critique. Le reste est attribué à une composante uniforme associée à une constante cosmologique ou, plus généralement, à une énergie du vide (voir page 1). Devant une situation observationnelle aussi déroutante on comprend qu'un des objectifs majeurs de la cosmologie actuelle soit de déterminer précisément, et sans ambiguïté, la composition en matière et en énergie de l'univers.

Si le paramètre Ω_m apparaît d'abord comme une mesure du bilan de matière de l'univers, il est aussi une clé indispensable pour comprendre la dynamique de formation des galaxies, des amas de galaxies ou des structures de taille plus grande encore. Il joue un rôle à deux niveaux.

1. Les cosmologistes postulent généralement que toutes les structures actuelles sont le résultat ultime d'effondrements gravitationnels nés de fluctuations primordiales (initialement de nature quantique). Dans cette hypothèse, le contenu en matière de l'univers, notamment

sa fraction en baryons et en matière noire, détermine la forme du spectre initial des fluctuations de densité. La distribution de taille et de masse des structures observées est donc directement liée à Ω_m .

2. L'analyse théorique de la croissance des perturbations dans un univers en expansion montre que la vitesse d'effondrement des structures doit être d'autant plus élevée que l'expansion est lente.

Le degré d'évolution dans le processus de formation des grandes structures atteint par l'univers aujourd'hui dépend donc profondément de l'évolution de sa densité moyenne et de l'évolution de son équation d'état.

Ces prédictions théoriques ont décuplé les efforts des observateurs pour déterminer le contenu en matière et en énergie du fluide cosmique et explorer les propriétés des grandes structures de l'univers. C'est en particulier ce qui a motivé la construction d'immenses catalogues montrant la distribution spatiale des galaxies dont un des résultats les plus spectaculaires a été la mise en évidence d'une répartition fortement hétérogène. Les études menées sur ces catalogues, comme par exemple celle de la variation des fluctuations de densité numériques des galaxies avec l'échelle, ou l'étude de leur comportement suivant l'environnement ou les types morphologiques, apportent des informations plus quantitatives sur la structure hiérarchique de l'univers. Elles ont notamment fourni un faisceau d'indications montrant que la gravité est bien le moteur principal de la formation des grandes structures. Cependant, des études quantitatives plus précises se heurtent à un obstacle de principe. Les quantités physiques que savent parfaitement décrire les cosmologistes (par simulations numériques ou au travers d'approches analytiques) se rapportent au champ de densité totale, et pas uniquement à la composante lumineuse qu'observent les astronomes. Au niveau de précision qu'il faut atteindre aujourd'hui il n'est plus possible de supposer que les galaxies sont des traceurs fidèles de la répartition de matière sous-jacente. On dit généralement que les galaxies peuvent être biaisées. Lever cet obstacle de manière directe semble vain pour l'instant, parce qu'on ne peut aboutir sans une compréhension profonde du couplage entre la matière noire et la matière baryonique et sans une description détaillée des mécanismes de dissipation radiative du gaz piégé dans les systèmes auto-gravitants.

Il existe cependant une alternative qui contourne ce problème en tirant parti des effets de lentille gravitationnelle. Ces phénomènes, directement sensibles au potentiel gravitationnel, donc à la distribution de masse globale, ont fort logiquement sus-

cité l'intérêt des astrophysiciens (voir Lachièze-Rey, Images de la Physique 1994).

Les distorsions gravitationnelles

La déflexion des rayons lumineux fait partie des pr dictiones les plus connues de la relativité générale. Elle prévoit que des perturbations locales de la courbure sont engendrées par la présence de sur-densités de matière, telle qu'une étoile, une galaxie, ou un amas de galaxies. L'intensité de la déflexion est proportionnelle au gradient perpendiculaire à la ligne de visée orientée vers l'observateur du potentiel gravitationnel local Φ engendré par le déflecteur (*ie* la lentille), intégré le long de la trajectoire du photon. Sa direction est portée par le gradient du potentiel gravitationnel. Sur le plan du ciel, la déviation gravitationnelle est donc le vecteur:

$$\alpha = -\frac{2}{c^2} \int_{\text{Source}}^{\text{Observateur}} \nabla_{\perp} \Phi dl . \quad (1)$$

L'intégration le long de la trajectoire signifie que l'amplitude du phénomène dépend de la quantité de matière *projetée le long de la ligne de visée*.

Comme le montre la Figure 1, dans le cas d'une lentille mince il existe une relation géométrique simple qui relie l'angle de déflexion à la position de l'image observée θ_I vis à vis de sa position réelle θ_S , en l'absence de lentille gravitationnelle:

$$\theta_S D_{OS} + \alpha D_{LS} = \theta_I D_{OS} . \quad (2)$$

Les termes D_{OL} et D_{OS} sont respectivement les distances de l'observateur à la lentille et de l'observateur à la source. Pour une lentille à distance D_{OL} fixée, le rapport des distances change avec la distance de la source, ce qui exprime le fait que l'effet apparent de déplacement de la position d'un objet sur le plan image est d'autant plus grand que ce plan est loin derrière la lentille. Les distances qui entrent dans ces expressions sont calculées le long des géodésiques (trajectoire entre deux points la plus courte au sens de la métrique) suivies par les photons. Pour des trajectoires de plusieurs milliards d'années-lumières, elles dépendent donc du comportement du facteur d'expansion sur des temps cosmologiques. Ainsi les propriétés des effets de lentille gravitationnelle dépendent à la fois de la quantité de matière dans la sur-densité, des paramètres cosmologiques et des distances relatives de la source et du déflecteur. Cette pondération par le rapport des distances signifie par exemple que la déflexion induite par une lentille de masse M à une distance donnée sera différente de celle induite par dix déflecteurs de masse $M/10$ distribués le long de la ligne de visée. Gr ce à la mesure des distances de chaque déflecteur, on peut évaluer leur contribution

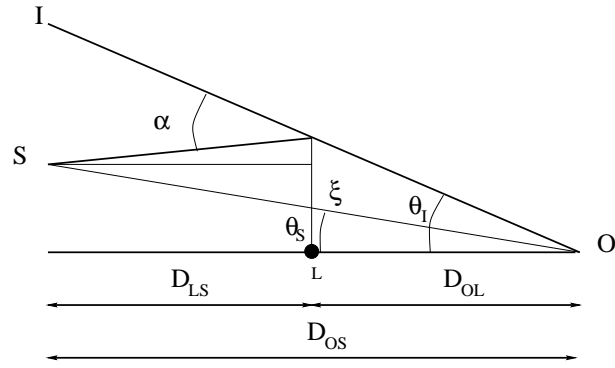


Figure 1: Schéma d'une configuration de lentille gravitationnelle. L'angle de déflexion est α . θ_I est la position angulaire de l'image, θ_S est la position angulaire de la source, c'est-à-dire sa position apparente si la lentille gravitationnelle était absente.

respective et lever une possible dégénérescence par effet de projection.

L'effet de lentille gravitationnelle engendre des phénomènes remarquables comme la multiplication et la déformation (les astrophysiciens parlent de distorsion) des images des sources ou des effets de forte amplification. Les arcs gravitationnels observés dans les amas de galaxies sont parmi les plus spectaculaires (voir encadré 1). Ils font l'objet d'intenses observations car leur forme et leur position permettent de mesurer la masse et la densité des régions centrales des amas de galaxies.   ce jour ces arcs sont les preuves les plus immédiates que la matière noire constitue plus de 90% de la masse des régions centrales d'amas (voir Mellier 1999, Bartelmann & Schneider 2001). De plus, l'intensité de la déformation gravitationnelle des images révèle que la distribution de matière noire est beaucoup plus concentrée que celles observées des galaxies et du gaz intergalactique. Ce comportement diff rent de la matière noire (sans doute non baryonique) et de la matière visible (baryonique) n'est pas encore théoriquement compris.

Les arcs gravitationnels sont des effets extrêmes, mais rares, de déformation gravitationnelle. Cependant il faut noter que toute image suffisamment profonde du ciel présente des effets de lentilles gravitationnelles, même si dans la plupart des cas ils ne se manifestent pas de manière aussi spectaculaire. Toute concentration de matière, aussi modeste soit-elle, perturbe en effet les trajectoires parcourues par les photons évoluant dans son voisinage et induit des effets de lentille. L'intensité du phénomène est évidemment variable suivant la distribution de matière dans le déflecteur et dépend de la position relative en projection sur le ciel des sources d'arrière-plan vis à vis du déflecteur. On s'attend donc à ce que toutes les galaxies lointaines soient

De l'ellipticité des galaxies au cisaillement gravitationnel

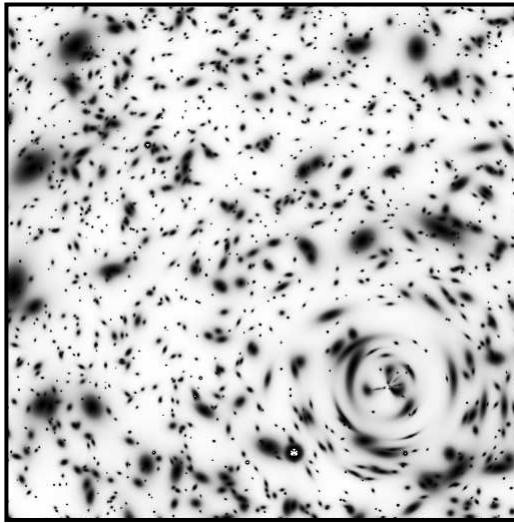


Figure 1 - Illustration d'un champ de distorsion engendré par une lentille gravitationnelle. Dans cette simulation d'observation profonde du ciel la densité de galaxies est d'environ 30 par minute d'arc-carré et le champ est d'environ 10 minutes d'arc. La présence d'une lentille gravitationnelle de 2×10^{14} masse solaires, ici sans contrepartie lumineuse, se remarque d'un coup d'œil par la forte déformation de toutes les galaxies dans son voisinage immédiat. Mais une analyse approfondie montre qu'elle est en fait parfaitement détectable sur l'ensemble de l'image, même à grande distance du déflecteur.

Lorsqu'on observe les galaxies les plus lointaines de l'univers, la dégradation de la résolution spatiale ne permet plus d'en distinguer les détails morphologiques. L'image d'une observation réelle montrée sur la figure 2 illustre cette difficulté. En pratique seule la forme générale est encore visible. Celle-ci peut être raisonnablement décrite par une ellipse dont l'orientation et les rapports d'axe sont déterminés par les moments d'ordre deux de la brillance de surface observée.

Dans le régime des distorsions faibles, la déformation des galaxies d'arrière-plan est quasiment imperceptible, si bien que les objets détectés peuvent aussi être décrits par des ellipses. Seulement l'orientation et l'amplitude de celles-ci sont altérées par les effets de lentille. C'est cette propriété qui permet de reconstruire le champ de matière responsable des distorsions gravitationnelles. Idéalement, l'image d'une galaxie dont la forme intrinsèque serait circulaire se transformerait en une ellipse orientée perpendicu-

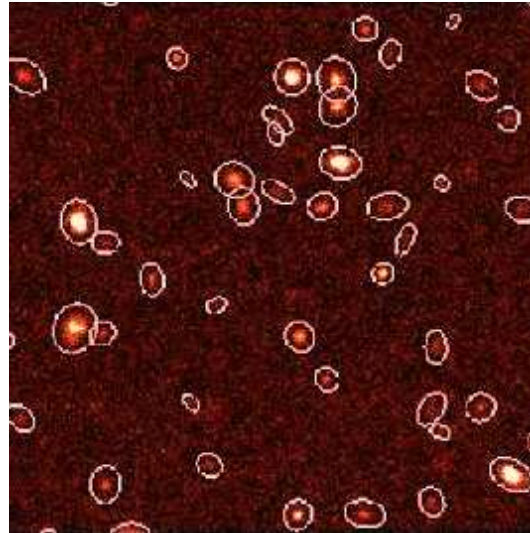


Figure 2 - Exemple de champ profond de galaxies couvrant 1 arcmin². Les contours elliptiques sont les ellipses calculées en utilisant les moments d'ordre deux de la brillance de surface des objets.

lairement au gradient du potentiel et dont le rapport d'axe dépendrait de l'intensité du champ de gravité (e.g. Figure 2). Pour des objets initialement allongés l'équation des lentilles permet de prévoir comment la matrice des moments d'ordre deux de la brillance de surface du plan source f^S est affectée par les effets de lentille. La forme de l'image finale caractérisée par le moment d'ordre deux f^I est alors reliée à celle de la source par la matrice d'amplification \mathcal{A} :

$$f^I = \mathcal{A}^{-1} f^S \mathcal{A}^{-1}. \quad (3)$$

Dans le cas d'effets de lentille gravitationnelle faible, comme ceux produits pas les grandes structures de l'univers, elle conduit à une relation simple entre l'ellipticité ε^S de la source et celle de son image déformée ε^I :

$$\varepsilon^S = \varepsilon^I - \gamma \quad (4)$$

Si on admet qu'en l'absence d'effet de lentille l'ellipticité des galaxies est de moyenne nulle (dans une petite région donnée du ciel comme celle montrée sur la figure 1) alors la moyenne des ellipticités mesurées donne une estimation de γ sur cette région. Dans ce régime, plus la densité numérique d'objets d'arrière-plan sera élevée plus la reconstruction du champ de distorsion gravitationnel pourra être faite avec précision d'où l'importance de faire de l'imagerie très profonde.

déformées, à des degrés divers, par des structures gravitationnelles d'avant-plan. Ces effets sont-ils pour autant mesurables ? La réponse, positive, s'appuie sur le constat que les observations les plus profondes du ciel montrent que l'univers est peuplé d'innombrables galaxies lointaines dont la densité atteint environ 50 galaxies par minute d'arc-carrés. Ces galaxies sont suffisamment nombreuses pour pouvoir jouer le rôle d'une grille test permettant de visualiser suivant une maille quasi-continue le champ de distorsion. En reconstruisant les effets de lentille gravitationnelle sur un champ suffisamment grand on peut dès lors cartographier la distribution de matière dans l'univers telle qu'elle nous apparaît en projection sur le ciel. Si par ailleurs nous connaissons la distance des galaxies qui matérialisent les effets de lentille, nous pouvons recomposer la structure tridimensionnelle de cette distribution.

La mise en œuvre de ce programme de travail n'est pas pour autant immédiate. Pour en comprendre les articulations, décrivons plus en détail les effets d'amplification gravitationnelle. En utilisant l'expression de l'angle de déflexion (Eq. 1) et en différenciant l'équation (2) par rapport à θ_I , on définit la *matrice d'amplification* par $\mathcal{A} = d\theta_S/d\theta_I$:

$$\mathcal{A}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} & -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1 \partial x_2} \\ -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1 \partial x_2} & 1 - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

où φ est le potentiel gravitationnel projeté sur le plan du ciel défini par les axes x_1 et x_2 . On constate alors que lorsqu'un faisceau lumineux passe au voisinage d'un champ de gravitation, sa géométrie est perturbée selon deux effets simultanés qui apparaissent dans la matrice d'amplification \mathcal{A} . Ils sont généralement décrits en écrivant cette matrice sous la forme suivante,

$$\mathcal{A}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

D'une part, la section du faisceau subit une déformation isotrope, produite par la quantité de matière présente dans le déflecteur, qui se manifeste sous la forme d'un agrandissement (ou d'une réduction) globale de l'image. C'est le terme de convergence κ de l'équation (?). D'autre part, le faisceau subit une déformation anisotrope engendrée par un effet différentiel (de marée) du champ de gravitation, qui transforme un objet circulaire en une ellipse dont l'orientation est perpendiculaire au gradient du potentiel gravitationnel projeté sur la ligne de visée. Les termes γ_1 et γ_2 qui décrivent cette déformation constituent le cisaillement gravitationnel. Des équations précédentes il est immédiat de voir comment ces quantités

s'expriment en fonction des dérivées secondes du champ de gravité. La convergence κ est ainsi donnée par le Laplacien du potentiel projeté sur la ligne de visée et est donc directement proportionnelle à la densité de masse projetée du déflecteur. On peut montrer que lorsque les effets de lentille gravitationnelle sont faibles, les coefficients de cisaillement γ_1 et γ_2 sont les composantes d'un vecteur exprimant l'orientation et l'ellipticité induites par le cisaillement gravitationnel sur une source circulaire. Plus généralement, γ_1 et γ_2 peuvent être reliés à des paramètres observables qui définissent l'ellipticité des images, comme par exemple les composantes de leur second moment f (voir encadré 2).

Ainsi donc, nous devons nous attendre à un agrandissement et à une élongation des sources. Dans les cas exceptionnels correspondant à la formation d'arcs, les amplitudes de la convergence et du cisaillement gravitationnels sont grandes et peuvent être déterminées facilement. Mais lorsqu'on observe toutes les sources d'arrière-plan, les effets exercés sur chacune d'elles sont faibles et imperceptibles et il n'est plus possible de les mesurer sur chaque galaxie individuelle. On procède alors à une étude statistique du phénomène portant sur une population de quelques milliers de galaxies localisées dans une même région du ciel. L'idée fondatrice de la méthode repose sur la conjecture que les galaxies lointaines ont intrinsèquement une orientation totalement aléatoire sur le ciel et que leur ellipticité n'est pas corrélée à leur orientation. Même si chaque galaxie individuelle possède une morphologie propre, la forme d'une galaxie hypothétique établie sur la moyenne d'un grand nombre de galaxies doit être circulaire. Cette hypothèse est parfaitement justifiée par l'observation des galaxies proches. En revanche, si les photons émis par les galaxies d'une même région du ciel rencontrent un champ de gravitation, le cisaillement gravitationnel induit modifiera leur forme de façon cohérente en les allongeant toutes selon la même orientation, à l'instar de la limaille de fer sous l'effet d'un champ magnétique. Compte tenu de l'équation (?), on peut alors relier κ , le champ de densité, à γ , l'ellipticité induite par le déflecteur (voir encadré 2). On reconstruit ainsi la distribution de masse des systèmes gravitationnels.

Cette approche a été exploitée initialement pour faire des diagnostics sur la répartition de masse dans des amas de galaxies (voir l'encadré 1). Contrairement aux arcs gravitationnels qui sondent les régions centrales, l'analyse statistique des distorsions permet de cartographier la totalité de la matière noire, indépendamment de sa nature, et donc de calculer la masse totale des amas de galaxies, de déterminer la distribution à grande échelle

de la matière noire et de la comparer à celle de la lumière émise par les galaxies et le gaz. Elle permet aussi de reconstruire directement ces cartes sans aucune hypothèse sur la géométrie de la distribution spatiale de la matière ou sur l'état hydro- ou thermodynamique du système (constitué des galaxies et du gaz intergalactique). Ce point important souligne l'originalité et la force de cette approche.

Cosmologie et cartes de distorsion

Rien n'interdit d'étendre l'analyse précédente, non pas à des objets particuliers, mais à l'ensemble des fluctuations de densité. En général les contributions de chacune au champ de densité sont infimes, mais elles interviennent partout et à toutes les échelles dans l'univers. En principe, il doit donc être possible de mesurer l'amplitude typique des effets de distorsions gravitationnelles dans des directions quelconques du ciel. Aujourd'hui, les efforts s'orientent dans cette voie et depuis quelques années d'ambitieux programmes observationnels se sont mis en place dans cette perspective.

Le problème se pose cependant en termes plus complexes que pour un simple déflecteur. Dans le cas qui nous intéresse maintenant, les concentrations de matière jouent à la fois le rôle de déflecteurs pour les sources plus éloignées et de sources pour les systèmes plus proches de l'observateur. *In fine*, on détecte donc un effet cumulé qui garde un témoignage des multiples perturbations traversées, mais dont la signature dépend aussi bien du paramètre Ω_m , décrit au début de cet article, que de l'amplitude des fluctuations de densité émergentes aux différentes échelles. Ce constat découle de la relation entre distorsions gravitationnelles et champ de densité. On peut ainsi montrer que la valeur de la convergence locale $\kappa(\theta)$, dans une direction θ résulte de la collection des effets engendrés par toutes les lentilles présentes le long de cette ligne de visée. Plus précisément, elle est donnée par

$$\kappa(\theta) = \frac{3}{2} \Omega_m \int_0^{D_{OS}} dD (1+z) \times \frac{D(D_{OS} - D)}{D_{OS}} \delta_{\text{masse}}(\theta, D), \quad (7)$$

où $\delta_{\text{masse}}(\theta, D)$ est le contraste de densité (l'écart relatif de la densité locale à la densité moyenne de l'univers) dans la direction θ à la distance D , D_{OS} est la distance du plan des sources à l'observateur. Cette équation montre bien que l'amplitude des fluctuations de κ , évaluée sur une échelle angulaire donnée, est proportionnelle à celle des fluctuations de densité de matière sur la ligne de visée, mais aussi au paramètre Ω_m . Cette propriété se retrouve évidemment au niveau du champ de cisaillement.

Elle est illustrée sur la figure ?? qui confronte différents modèles cosmologiques aux données.

De manière générale les propriétés statistiques du champ de convergence peuvent être décrites quantitativement à l'aide de fonctions de corrélation¹. Leurs caractéristiques traduisent quasi-littéralement celles du champ de densité tridimensionnelle. La convergence étant de moyenne nulle (comme les concentrations de matière résultent de l'effet de la gravité dans un univers initialement uniforme, une région dense responsable d'une amplification gravitationnelle doit être compensée par une région sous-dense qui dé-amplifie), son intensité typique est donnée par sa variance. L'équation (??) montre que son amplitude est proportionnelle aux fluctuations de densité locale (le facteur δ_{masse}) et à la densité de matière moyenne dans l'univers (par le facteur Ω_m). Les premières mesures du phénomène ont été faites au début des années 2000 et sont montrées sur la figure ?? . Outre les contraintes sur les paramètres cosmologiques, elles ont aussi permis de reconstruire le spectre de densité du champ de fluctuations tridimensionnel, c'est-à-dire la manière dont l'amplitude des fluctuations de densité de matière varie en fonction des différentes échelles. Ce *spectre des fluctuations* est montré sur la figure ?? . Il s'agit de la première reconstruction du spectre tridimensionnel de la matière noire par l'observation de ses effets de distorsion gravitationnelle.

Il est en fait possible de sonder plus finement les paramètres cosmologiques. En effet une analyse différenciée des cartes selon l'amplitude de la convergence permet d'en isoler les contributions des régions les plus denses (dont font partie notamment les amas ou les groupes de galaxies) et d'évaluer séparément le degré de non-linéarité atteint dans le champ de densité cosmologique. Cette analyse s'appuie sur le fait, maintenant parfaitement corroboré par les observations des anisotropies du fond diffus cosmologique, que les fluctuations de densité suivent initialement une distribution Gaussienne. A la sortie de la recombinaison², les fluctuations de densité peuvent alors être représentées comme une superposition d'ondes stationnaires de toute direction et de toute longueur d'onde. Tant que leur amplitude est faible ces ondes croissent en amplitude indépendamment les unes des autres. Cependant dès que l'amplitude des fluctuations de densité atteint des valeurs proches de l'unité, les ondes se cou-

¹Ces fonctions de corrélation indiquent si l'ellipticité d'une galaxie en un point donné est purement aléatoire ou bien si elle est corrélée à l'ellipticité moyenne de ses voisines.

²moment où les électrons et les protons du plasma se combinent pour former les premiers atomes rendant l'univers transparent et dont la trace visible est le fond diffus cosmologique micro-onde

plent entre elles et croissent bien plus rapidement là où les fluctuations de densité s'ajoutent constructivement. Ces régions où les densités s'ajoutent positivement vont être les lieux de formation des superstructures comme les amas de galaxies de l'univers.

Ces couplages entre les différentes ondes forment une signature de la dynamique gravitationnelle. Ils se traduisent phénoménologiquement de plusieurs manières. Par exemple il conduit à un excès de zones à convergence positive (et conjointement un déficit de régions à convergence négative) par rapport à ce que donnerait une distribution Gaussienne. Cet excès dépend directement du degré de non linéarité atteint dans le champ de densité tridimensionnel, donc de l'amplitude typique atteinte par δ_{masse} , et peut être exprimé indépendamment de la valeur de la densité moyenne Ω_m . L'apparition de ces couplages de modes peut aussi être détectée par les moments des fonctions de distribution de probabilité de densité à un ou plusieurs points. Ainsi le troisième moment, la *skewness*, (qu'on peut traduire par gauchissement) de la fonction de distribution de probabilité de la convergence dans un échantillon mesure le degré de non-Gaussianité atteint dans le champ, les couplages de modes se faisant différemment dans les régions à densité positive de celles à densité négative.

A un moment où on cherche à avoir une détermination non-ambiguë de la quantité de matière dans l'univers, une telle mesure serait extrêmement précieuse. Elle ouvre la voie à une détermination de Ω_m et des propriétés du spectre initial des fluctuations, sans recours à des données extérieures ni à des hypothèses sur la manière dont les galaxies tracent la matière.

Dans la pratique la signature de cet effet est malheureusement assez complexe et repose sur une mesure de fonctions de corrélation à trois points du champ de cisaillement (c'est-à-dire de la valeur moyenne de produits du cisaillement pris en trois points à distances finies). Ces fonctions de corrélation mesurent précisément l'amplitude et la forme du couplage des ondes de densité entre elles, caractéristiques qui peuvent être prédites analytiquement ou numériquement à partir de la théorie de formation des structures. La première détection des propriétés non-gaussiennes du champ de convergence a été obtenue récemment sur un champ couvrant 9 degré-carrés. Le graphe de la figure ?? montre l'amplitude de moyennes (sur un ensemble de configurations judicieusement choisies) de fonctions de corrélation à trois points ramenée à l'amplitude du carré de la fonction à deux points. La forme et l'amplitude du signal sont en très bon accord avec les prédictions. De plus, elles confirment que la fraction de matière noire dans l'univers correspond bien à environ 25% de la densité critique. Cela étant,

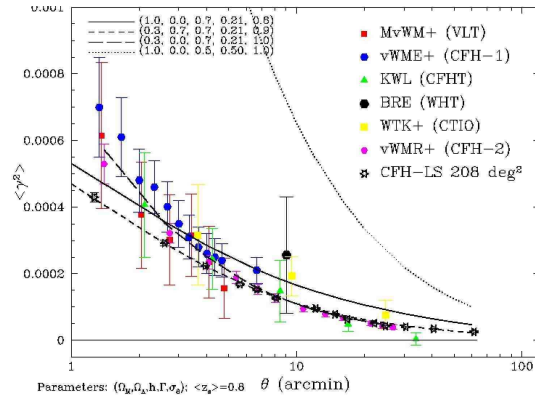


Figure 2: Les résultats des mesures du cisaillement gravitationnel cosmologique obtenus au cours des trois dernières années dans le monde. En abscisse est portée l'échelle angulaire à laquelle le signal est mesuré; en ordonnée est portée l'amplitude moyenne de la variance de la déformation des galaxies. On mesure donc l'excès moyen de déformation produit à cette échelle sur les galaxies par la matière noire présente dans l'univers. Les points rouges, bleus et magentas correspondent à nos analyses, faites à partir d'observations collectées au CFHT et sur le télescope VLT de l'ESO (regroupées sous le nom VIRMOS-DESCART). Les lignes superposées correspondent à des modèles cosmologiques. Un certain nombre s'ajuste bien aux données. Cependant, certains scénarios, comme le modèle $\Omega_m = 1$ en pointillés de la figure, sont fermement rejetés. Les étoiles noires montrent ce que le Canada-France-Hawaii Legacy Survey (CFHTLS) va obtenir avec MEGACAM. Pour le CFHTLS, les barres d'erreurs sont plus petites que la taille des étoiles.

ces résultats sont encore trop imprécis pour permettre une exploitation scientifique rigoureuse. Ils devront être affinés sur des catalogues couvrant de plus vastes régions du ciel.

Ces succès ouvrent une voie nouvelle pour comprendre la physique et l'histoire de la formation des structures dans l'univers. Il a pu être montré par des expériences numériques que l'analyse de cartes couvrant un champ total de 100 degrés-carré, c'est à dire environ dix fois l'aire couverte par les relevés actuels, permettrait de contraindre Ω_m et l'amplitude des fluctuations de densité avec une incertitude relative de quelques pourcents selon les estimateurs et les modèles cosmologiques. On tire bien sûr ici pleinement avantage du fait que le champ de convergence donne une représentation non-biaisée de la distribution de matière de l'univers.

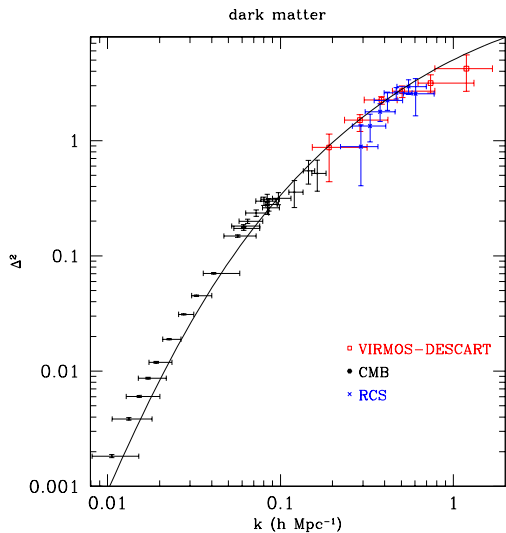


Figure 3: Reconstruction du spectre de puissance du champ de densité de matière (totale) obtenue à partir de différentes observables. Le spectre mesure l'amplitude moyenne des modes de Fourier du champ de densité. Les carrés pleins noirs correspondent à une recombinaison de mesures des amplitudes des anisotropies de température du fond diffus cosmologique. Les carrés ouverts rouges correspondent à nos observations (VIRMOS-DESCART), les croix bleues à celles du relevé de lentille faible canadien RCS. La ligne solide correspond au spectre du modèle dit "L-CDM", modèle cosmologique où la densité totale d'énergie est critique, 70 % venant de l'énergie du vide (constante cosmologique), 25 % de matière noire froide (Cold Dark Matter, CDM) et 5 % de baryons.

Les ambitions du CFHTLS

Avec les résultats obtenus par l'analyse du cisaillement gravitationnel au cours des dernières années, nous avons maintenant la certitude que l'ellipticité et l'orientation des galaxies lointaines ne sont pas distribuées "au hasard" mais qu'elles sont transformées et ré-organisées par les effets de lentilles gravitationnelles. Les cartes de cisaillement révèlent ainsi la distribution de la matière de l'univers, comme les grands relevés photométriques ont permis à partir des années 80 de reconstruire la distribution des galaxies. Elles ouvrent des moyens nouveaux d'investigation tant pour la compréhension des paramètres cosmologiques globaux et des mécanismes à l'origine des grandes structures que pour l'analyse de la relation masse-lumière. On espère ainsi comprendre comment les densités de galaxies de divers types sont associées aux fluctuations de masse (ce qui pourrait révéler une histoire de la formation des structures beau-

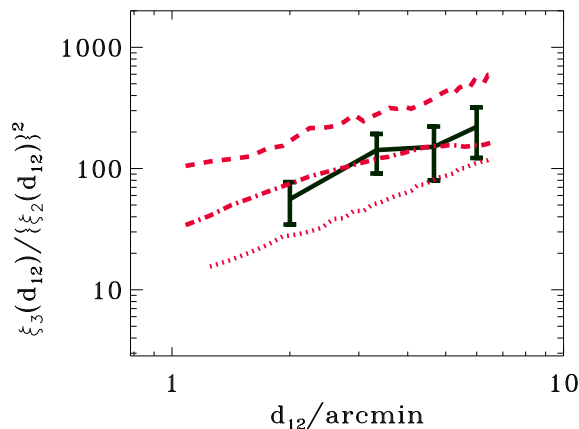


Figure 4: Fonction de corrélation à trois points réduite (en unité du carré de la fonction à 2 points) de champ de cisaillement mesurée dans le catalogue VIRMOS-DESCART comparée à différents modèles cosmologiques. La ligne point-tiret est le modèle L-CDM (voir commentaires de la figure ??), les autres à sont des modèles avec de la matière noire froide mais sans constante cosmologique, avec une densité égalant la densité critique (pointillés) ou seulement un tiers de celle-ci (tirets). L'allure est remarquablement conforme aux prédictions théoriques, ce qui conforte la validité de son interprétation et des scénarios cosmologiques construits par les astrophysiciens.

coup plus complexe qu'on n'avait pu l'imaginer). Ce couplage matière-lumière est une clé essentielle du problème de la formation des galaxies. Il fait l'objet d'un des enjeux les plus passionnants des prochaines années pour la compréhension de la formation des premiers objets de l'univers ayant donné naissance aux galaxies et aux premières étoiles de l'univers.

Pour permettre une exploitation scientifique de grande envergure de ce nouveau moyen d'exploration cosmologique, de nouveaux projets observationnels se mettent en place. Ils visent en particulier à reconstruire des cartes de masse sur de très grandes surfaces angulaires. Les difficultés auxquelles on se heurte pour la réalisation de tels relevés sont de diverses natures (1) les effets de cisaillement engendrés par les grandes structures sont très faibles et induisent des elongations qui n'affectent que de quelques pourcents l'ellipticité des galaxies. Pour les mesurer il faut donc disposer d'images de qualité exceptionnelle ; (2) les plus grandes structures de l'univers ont des dimensions qui dépassent 100 Mpc et qui s'étendent sur plusieurs degrés dans le ciel. Il n'est donc pas possible d'évaluer la cohérence de leurs effets de

distorsion gravitationnelle à partir des instruments astronomiques conventionnels, et une caméra couvrant de grandes dimensions angulaires est indispensable ; (3) les galaxies ont elles-mêmes une ellipticité intrinsèque qui s'ajoute au cisaillement purement gravitationnel et en atténue l'intensité. Ce bruit additionnel peut être réduit en calculant l'effet moyen sur un très grand nombre de galaxies. Pour observer des effets de cisaillement sur des petites échelles angulaires il faut donc faire des observations très profondes pour augmenter la densité de galaxies et contrôler les fluctuations statistiques.

Ces obstacles devraient pouvoir être surmontés avec la mise en service de la caméra MEGACAM, fruit d'une réflexion des astrophysiciens pour répondre à ces besoins. Cette grande caméra CCD panoramique de 18000×18000 pixels couvre un champ de 1 degré-carré et dispose de la qualité d'image exceptionnelle du site du télescope Canada-France-Hawaii. Un vaste programme d'observations en cours, le CFHTLS (Figure ??), devrait apporter d'ici 5 ans les toutes premières cartes de densité de l'univers, analogues aux cartes de distribution des galaxies obtenues pendant ces dernières décennies.

Les enjeux pour la cosmologie du développement d'un tel outil d'investigation vont au delà de la mesure précise de certains paramètres. Ces observations vont permettre d'étudier les propriétés fines des fluides cosmologiques et leur comportement vis-à-vis des mécanismes d'instabilité gravitationnelle. Il s'agit par exemple de comprendre la nature des fluctuations de métrique initiatrices des grandes structures et de tester notre compréhension de la gravité à très grande échelle. Enfin ces mesures devraient non seulement permettre de mesurer la fraction de masse dans l'univers, Ω_m , mais aussi d'explorer le comportement de la partie encore plus insaisissable de notre univers, celle de l'énergie noire, densité d'énergie associée au vide cosmologique. Sa nature profonde est un des problèmes les plus importants de physique fondamentale que pose la cosmologie observationnelle. Les relevés grand champ de cisaillement gravitationnel apporteront un élément de réponse décisif à cette question dans les années à venir.

Pour en savoir plus

Bartelmann, M., Schneider, P., "Weak Gravitational Lensing", *Physics Reports* 340, 291, 2001.

Mellier, Y., "Probing the universe with Weak Lensing", *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 37, 127, 1999

Van Waerbeke, L., Mellier, Y., Erben, T., et al., "Detection of correlated galaxy ellipticities on CFHT data", *Astronomy and Astrophysics*, 358, 30, 2000.

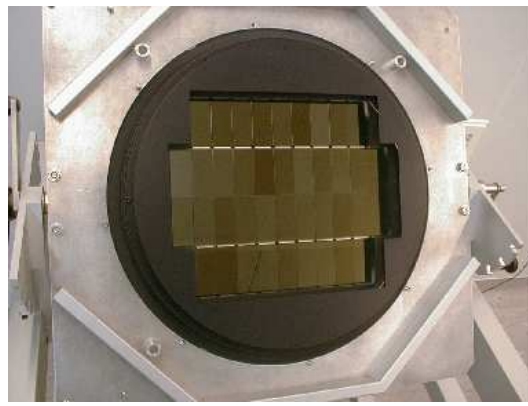


Figure 5: Pour exploiter les performances uniques du télescope Canada-France-Hawaii (CFHT) et de son site d'observation, les agences de recherche française et canadienne et la société CFHT vont consacrer plus de 500 nuits à un vaste relevé astronomique couvrant une multitude de projets scientifiques, le Canada France Hawaii Legacy Survey (CFHTLS). Les deux communautés et le CFHT ont au préalable mis en œuvre un programme de renouvellement de l'environnement du foyer primaire du télescope CFH. Outre la rénovation complète de la cage primaire et du correcteur optique grand champ, un nouveau système de guidage du télescope ainsi qu'un autofocus renforcent l'environnement d'acquisition et la qualité des images astronomiques. Il comprend aussi la construction de la plus grande caméra CCD panoramique au monde, MEGACAM, construite par le CEA à Saclay. Elle comporte 40 CCD de 2000×4500 pixels qui couvrent une aire quatre fois plus grande que celle de la Lune. MEGACAM aura une cadence d'acquisition d'une image toutes les 5 minutes et environ 50 Tera-Octets de données seront accumulés de 2003 à 2008. Ce flux de données sera traité dans un centre dédié, installé à l'Institut d'Astrophysique de Paris.

Bernardeau, F., Mellier, Y., van Waerbeke, L., "Detection of non-Gaussian signatures in the VIRMOS-DESCART lensing survey", *Astronomy and Astrophysics*, 389, L28, 2002.