

Séminaire Collège de France

Matière Noire et Alternatives

Luc Blanchet

Gravitation et Cosmologie ($GR_{\varepsilon}CO$)
Institut d'Astrophysique de Paris

21 janvier 2015

- 1 Phénoménologie de la matière noire
- 2 Théories de gravité modifiée
- 3 Théories de matière noire modifiée

PHÉNOMÉNOLOGIE DE LA MATIÈRE NOIRE

Mise en évidence de la matière noire en astrophysique

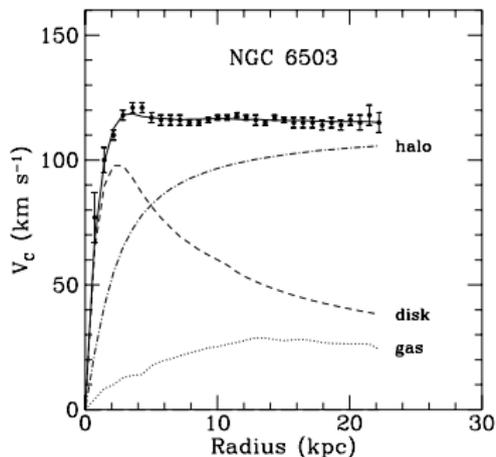
- 1 Oort [1932]: la somme des masses d'étoiles observées dans le voisinage solaire n'explique pas le mouvement vertical des étoiles autour du plan de la Voie Lactée
- 2 Zwicky [1933]: la vitesse de dispersion des galaxies dans les amas de galaxies est bien trop grande pour que ces systèmes restent liés gravitationnellement pendant un temps de Hubble
- 3 Ostriker & Peebles [1973]: pour stabiliser des disques auto-gravitant froids comme les galaxies spirales il faut immerger le disque dans le potentiel gravitationnel d'un halo gigantesque de matière noire
- 4 Bosma [1981] and Rubin [1982]: les courbes de rotation des galaxies sont approximativement plates contrairement à la prédiction newtonienne basée sur la matière barynique visible

Mise en évidence de la matière noire en astrophysique

- 1 Oort [1932]: la somme des masses d'étoiles observées dans le voisinage solaire n'explique pas le mouvement vertical des étoiles autour du plan de la Voie Lactée
- 2 Zwicky [1933]: la vitesse de dispersion des galaxies dans les amas de galaxies est bien trop grande pour que ces systèmes restent liés gravitationnellement pendant un temps de Hubble
- 3 Ostriker & Peebles [1973]: pour stabiliser des disques auto-gravitant froids comme les galaxies spirales il faut immerger le disque dans le potentiel gravitationnel d'un halo gigantesque de matière noire
- 4 Bosma [1981] and Rubin [1982]: les courbes de rotation des galaxies sont approximativement plates contrairement à la prédiction newtonienne basée sur la matière barynique visible



Les courbes de rotation des galaxies sont plates



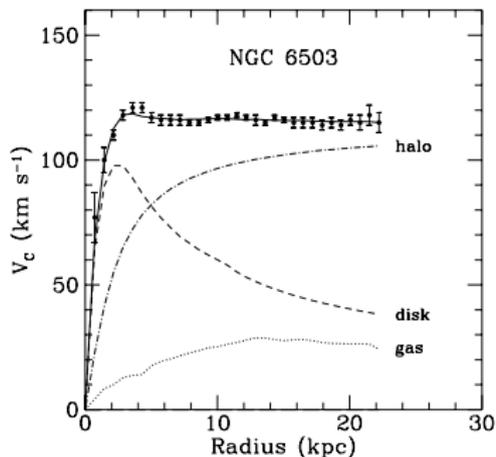
- Pour une orbite circulaire on s'attend à

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$$

- Le fait que $v(r)$ soit constant implique que au-delà du disque optique

$$M_{\text{halo}}(r) \simeq r \quad \rho_{\text{halo}}(r) \simeq \frac{1}{r^2}$$

Les courbes de rotation des galaxies sont plates



- Pour une orbite circulaire on s'attend à

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}$$

- Le fait que $v(r)$ soit constant implique que au-delà du disque optique

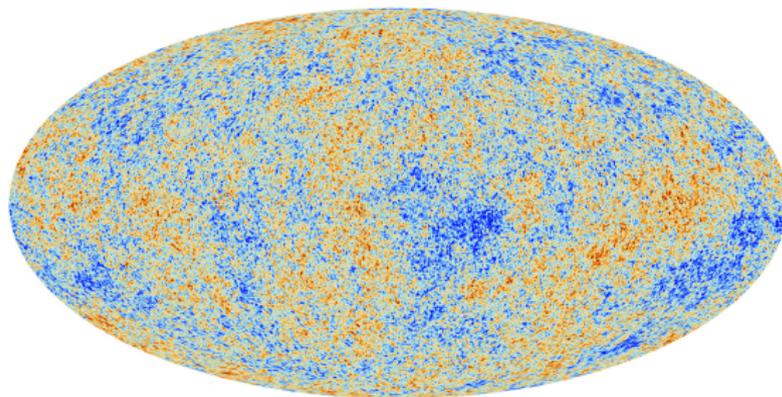
$$M_{\text{halo}}(r) \simeq r \quad \rho_{\text{halo}}(r) \simeq \frac{1}{r^2}$$

Le modèle cosmologique de concordance Λ CDM

Le modèle explique brillamment:

- Le désaccord entre les masses dynamiques et observées des amas de galaxies
- La formation et la croissance des grandes structures (LSS) observées
- L'expansion accélérée de l'Univers
- Les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB)

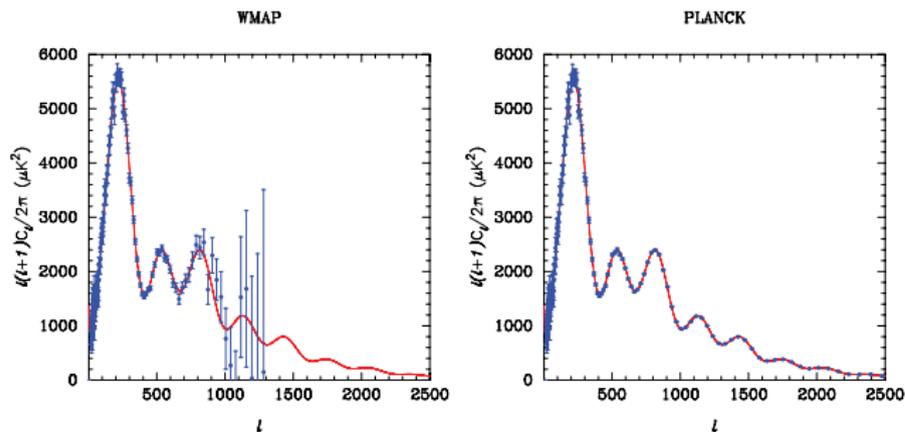
Le modèle cosmologique de concordance Λ CDM



Le modèle explique brillamment:

- Le désaccord entre les masses dynamiques et observées des amas de galaxies
- La formation et la croissance des grandes structures (LSS) observées
- L'expansion accélérée de l'Univers
- Les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB)

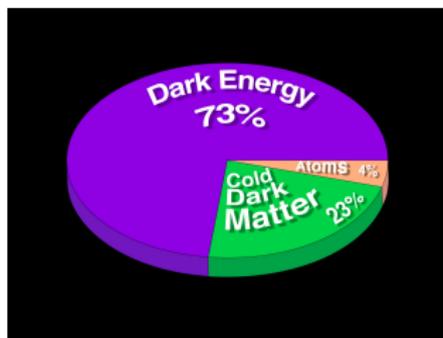
Le modèle cosmologique de concordance Λ CDM



Le modèle explique brillamment:

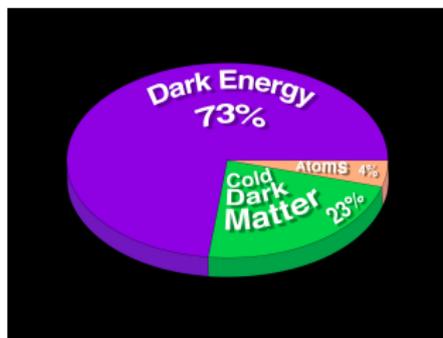
- Le désaccord entre les masses dynamiques et observées des amas de galaxies
- La formation et la croissance des grandes structures (LSS) observées
- L'expansion accélérée de l'Univers
- Les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB)

Problème des constituants fondamentaux de l'Univers



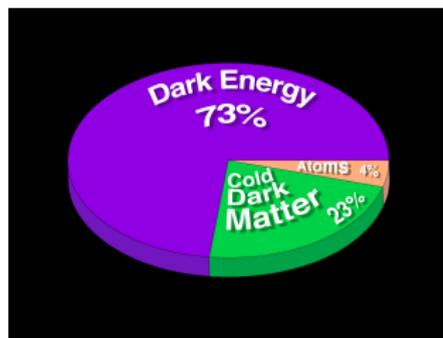
- Aucune particule du modèle standard de la physique des particules ne peut être la particule de matière noire froide (CDM)
- Des extensions du modèle de la physique des particules fournissent de bons candidats pour la matière noire mais ils restent à découvrir
- La constante cosmologique Λ est beaucoup trop petite pour être expliquée par des fluctuations du vide associées au champ gravitationnel

Problème des constituants fondamentaux de l'Univers



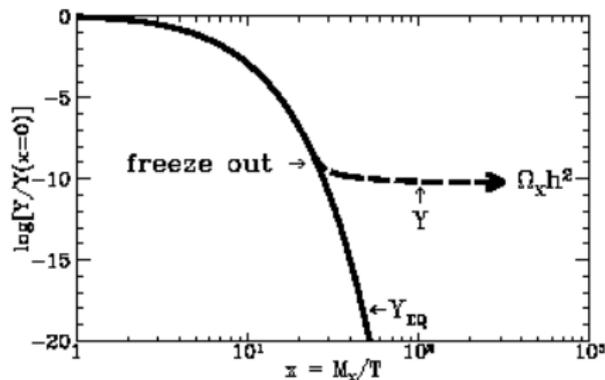
- Aucune particule du modèle standard de la physique des particules ne peut être la particule de matière noire froide (CDM)
- Des extensions du modèle de la physique des particules fournissent de bons candidats pour la matière noire mais ils restent à découvrir
- La constante cosmologique Λ est beaucoup trop petite pour être expliquée par des fluctuations du vide associées au champ gravitationnel

Problème des constituants fondamentaux de l'Univers



- Aucune particule du modèle standard de la physique des particules ne peut être la particule de matière noire froide (CDM)
- Des extensions du modèle de la physique des particules fournissent de bons candidats pour la matière noire mais ils restent à découvrir
- La constante cosmologique Λ est beaucoup trop petite pour être expliquée par des fluctuations du vide associées au champ gravitationnel

Le miracle des WIMP [Lee & Weinberg 1977, Kolb & Turner 1988]



- 1 Une particule massive X est initialement en équilibre thermique dans l'Univers primordial. Sa densité relic est

$$\Omega_X \propto \frac{1}{\langle \sigma v \rangle} \sim \frac{m_X^2}{g_X^4}$$

- 2 Avec $m_X \sim 100 \text{ GeV}$ et $g_X \sim 0.6$ (échelle électrofaible)

$$\Omega_X \sim 0.1$$

Les défis du modèle CDM à l'échelle galactique

Le paradigme CDM fait face à de sérieux défis lorsqu'il est extrapolé aux échelles galactiques [McGaugh & Sanders 2004, Famaey & McGaugh 2012]

1 Prédications non observées

- Nombreux satellites autour des grandes galaxies
- Corrélation dans l'espace des phase des galaxies satellites
- Pic de densité de la matière noire au centre des galaxies
- Galaxies naines de marée dominées par la matière noire

2 Observations non prédites

- Correlation entre la matière noire et l'échelle d'accélération
- Brillance de surface des galaxies et limite de Freeman
- Courbes de rotation plates des galaxies
- Relation de Tully-Fisher baryonique pour les galaxies spirales
- Relation de Faber-Jackson pour les elliptiques

Tous ces défis sont mystérieusement résolus (parfois avec un succès incroyable) par la formule empirique de MOND [Milgrom 1983]

Les défis du modèle CDM à l'échelle galactique

Le paradigme CDM fait face à de sérieux défis lorsqu'il est extrapolé aux échelles galactiques [McGaugh & Sanders 2004, Famaey & McGaugh 2012]

1 Prédications non observées

- Nombreux satellites autour des grandes galaxies
- Corrélation dans l'espace des phase des galaxies satellites
- Pic de densité de la matière noire au centre des galaxies
- Galaxies naines de marée dominées par la matière noire

2 Observations non prédites

- Correlation entre la matière noire et l'échelle d'accélération
- Brillance de surface des galaxies et limite de Freeman
- Courbes de rotation plates des galaxies
- Relation de Tully-Fisher baryonique pour les galaxies spirales
- Relation de Faber-Jackson pour les elliptiques

Tous ces défis sont mystérieusement résolus (parfois avec un succès incroyable) par la formule empirique de MOND [Milgrom 1983]

Les défis du modèle CDM à l'échelle galactique

Le paradigme CDM fait face à de sérieux défis lorsqu'il est extrapolé aux échelles galactiques [McGaugh & Sanders 2004, Famaey & McGaugh 2012]

1 Prédications non observées

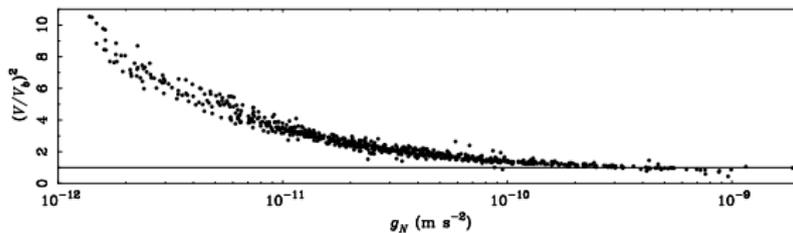
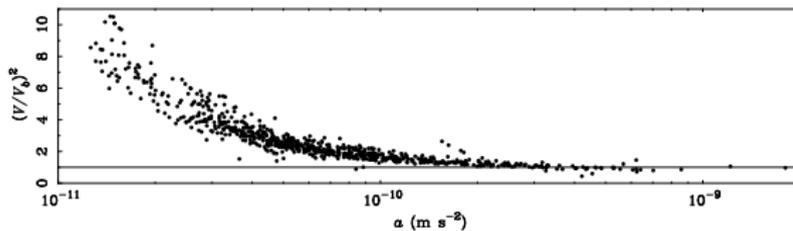
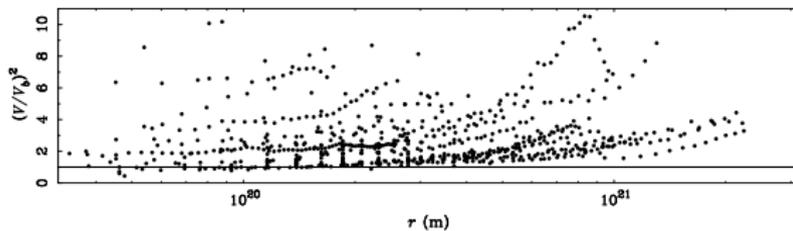
- Nombreux satellites autour des grandes galaxies
- Corrélation dans l'espace des phase des galaxies satellites
- Pic de densité de la matière noire au centre des galaxies
- Galaxies naines de marée dominées par la matière noire

2 Observations non prédites

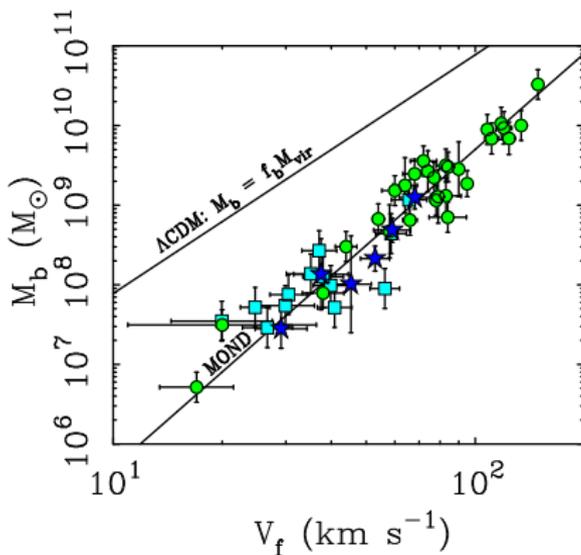
- Correlation entre la matière noire et l'échelle d'accélération
- Brillance de surface des galaxies et limite de Freeman
- Courbes de rotation plates des galaxies
- Relation de Tully-Fisher baryonique pour les galaxies spirales
- Relation de Faber-Jackson pour les elliptiques

Tous ces défis sont mystérieusement résolus (parfois avec un succès incroyable) par la formule empirique de MOND [Milgrom 1983]

Corrélation entre la matière noire et l'accélération



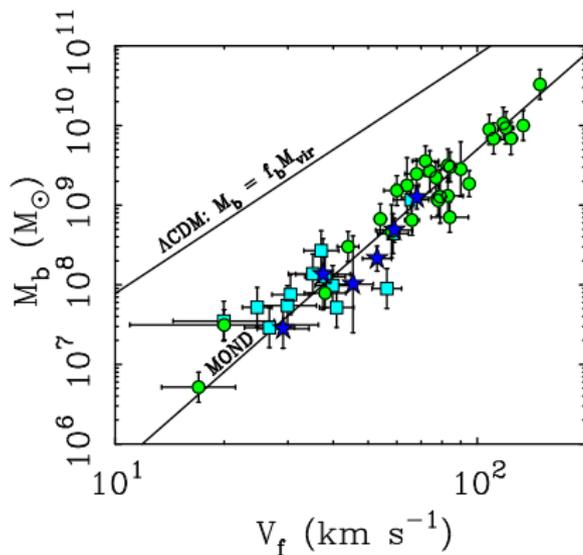
Relation de Tully-Fisher baryonique [Tully & Fisher 1977, McGaugh 2011]



On a approximativement $V_f \simeq (G M_b a_0)^{1/4}$ où $a_0 \simeq 1.2 \times 10^{-10} \text{m/s}^2$ est (mystérieusement) très proche des valeurs typiques cosmologiques

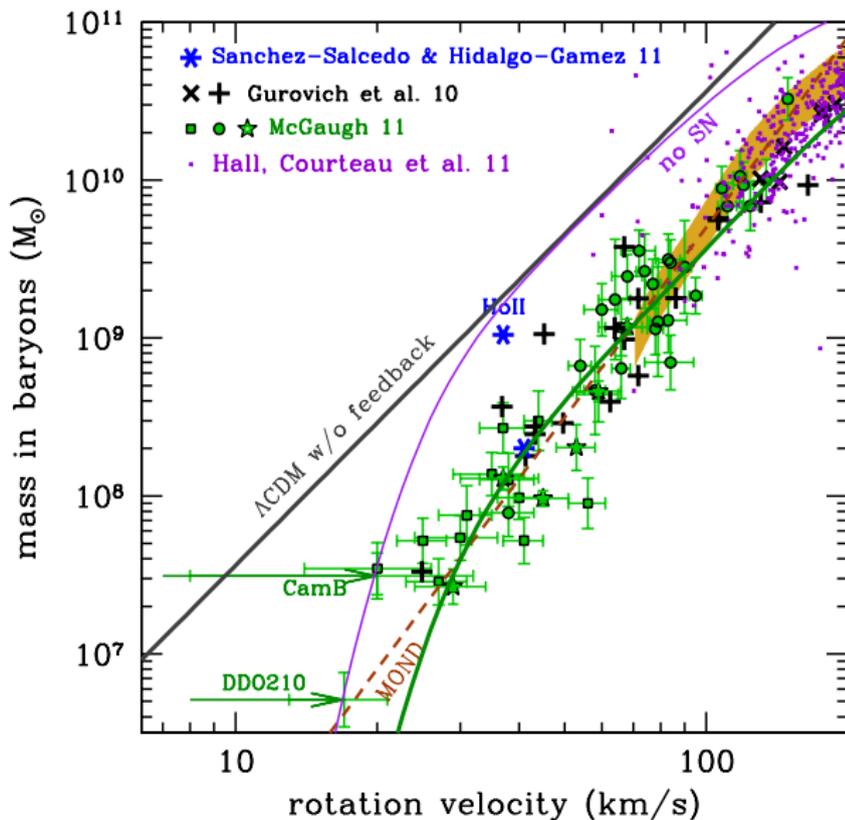
$$a_0 \simeq 1.3 a_\Lambda \quad \text{with} \quad a_\Lambda = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$$

Relation de Tully-Fisher baryonique [Tully & Fisher 1977, McGaugh 2011]

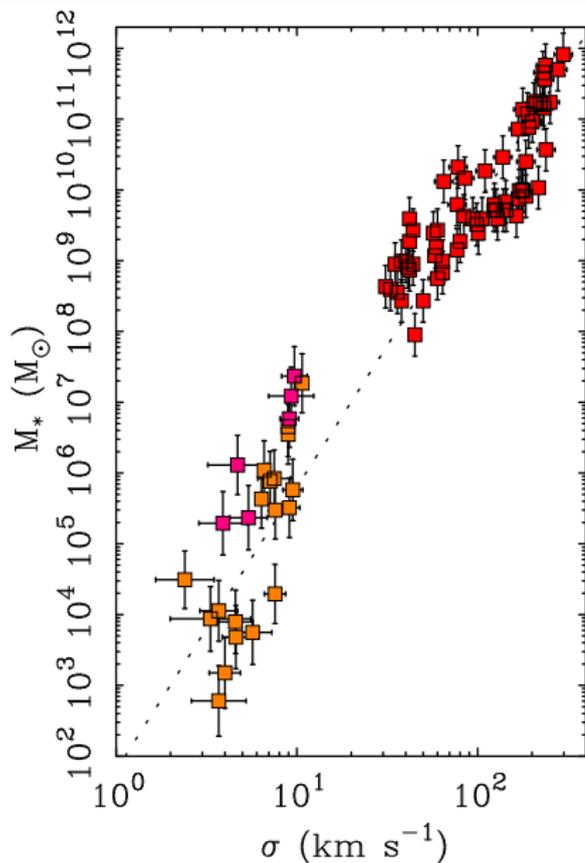


On a approximativement $V_f \simeq (G M_b a_0)^{1/4}$ où $a_0 \simeq 1.2 \times 10^{-10} \text{m/s}^2$ est (mystérieusement) très proche des valeurs typiques cosmologiques

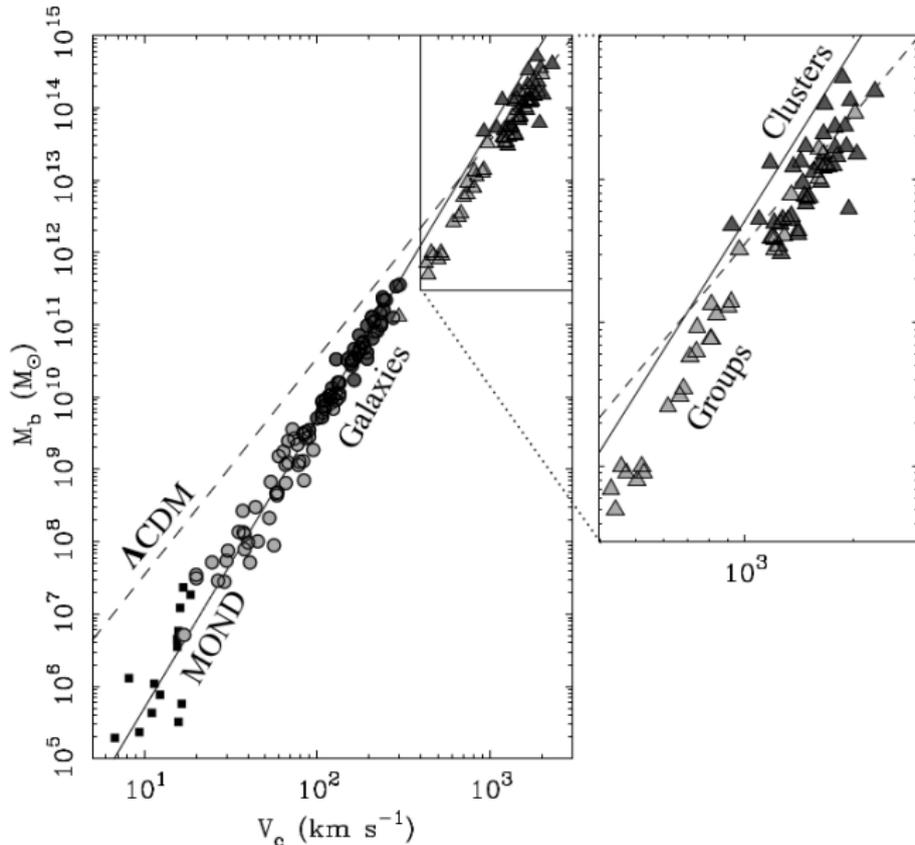
$$a_0 \simeq 1.3 a_\Lambda \quad \text{with} \quad a_\Lambda = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}$$

Relation de Tully-Fisher dans le cadre Λ CDM [Silk & Mamon 2012]

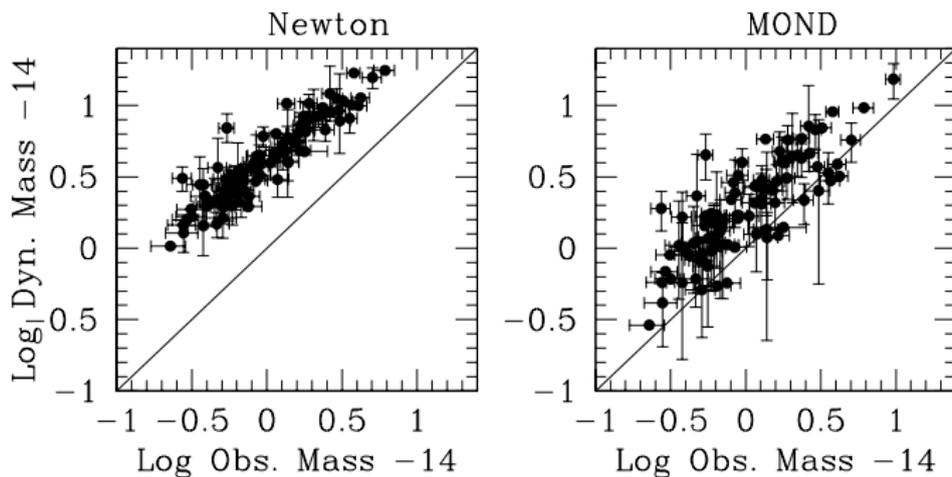
Relation masse vitesse de dispersion [Faber & Jackson 1976]



Deux régimes distincts pour la matière noire?



Amas de galaxies [Gerbal, Durret et al. 1992; Sanders 1999; Pointecouteau & Silk 2005]



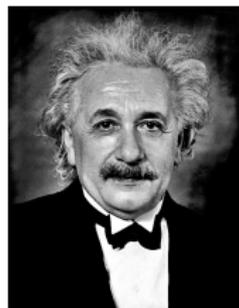
- Le désaccord en masse est $\approx 4 - 5$ avec Newton et ≈ 2 avec MOND
- Les amas de galaxies observés en X peuvent être ajustés avec MOND au prix d'une composante supplémentaire de matière noire baryonique ou de neutrinos massifs [Angus, Famaey & Buote 2008]

THÉORIES DE GRAVITÉ MODIFIÉE

La relativité générale [Einstein 1915]

- Le champ gravitationnel est entièrement décrit par la métrique de l'espace-temps $g_{\mu\nu}$

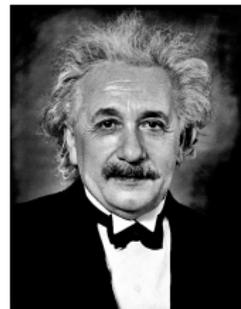
$$S_{\text{RG}} = \underbrace{\frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} R}_{\text{champ gravitationnel}} + \underbrace{S_{\text{matière}}[g_{\mu\nu}, \rho, \mathbf{v}]}_{\text{champs de matière}}$$



La relativité générale [Einstein 1915]

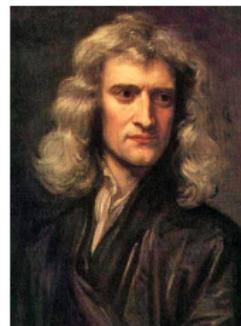
- Le champ gravitationnel est entièrement décrit par la métrique de l'espace-temps $g_{\mu\nu}$

$$S_{\text{RG}} = \underbrace{\frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} R}_{\text{champ gravitationnel}} + \underbrace{S_{\text{matière}}[g_{\mu\nu}, \rho, \mathbf{v}]}_{\text{champs de matière}}$$

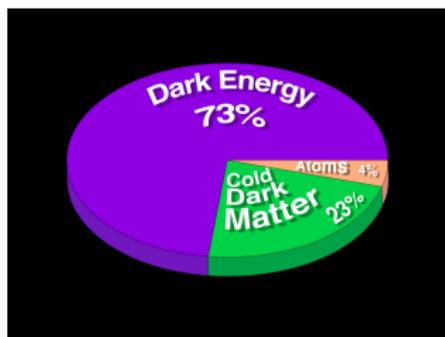


- Dans la limite non-relativiste $c \rightarrow +\infty$ la relativité générale se ramène à la théorie de Newton

$$\underbrace{\Delta U = -4\pi G \rho}_{\text{équation de Poisson}}$$



Le modèle cosmologique est basé sur la relativité générale



- Λ CDM suppose que la RG est la théorie correcte de la gravitation
- Les composants noirs de l'Univers sont introduits phénoménologiquement

$$\begin{aligned}
 S_{\Lambda\text{CDM}} = & \frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} \left(R - \overbrace{\Lambda}^{\text{énergie noire}} \right) + S_{\text{baryon}}[g_{\mu\nu}, \rho_{\text{b}}, \mathbf{v}_{\text{b}}] \\
 & + \underbrace{S_{\text{CDM}}[g_{\mu\nu}, \rho_{\text{CDM}}, \mathbf{v}_{\text{CDM}}]}_{\text{matière noire}}
 \end{aligned}$$

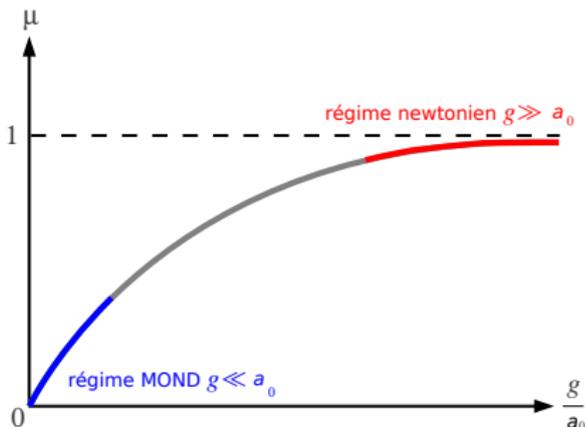
La formule MOND [Milgrom 1983, Bekenstein & Milgrom 1984]

MOND prend la forme d'une équation de Poisson modifiée

$$\nabla \cdot \left[\underbrace{\mu\left(\frac{g}{a_0}\right)}_{\text{fonction MOND}} \mathbf{g} \right] = -4\pi G \rho_{\text{baryon}} \quad \text{avec} \quad \mathbf{g} = \nabla U$$



- On retrouve la limite newtonienne quand $g \gg a_0$
- Dans le régime MOND $g \ll a_0$ on a le comportement linéaire $\mu \simeq g/a_0$



Théorie tenseur-scalaire généralisée [Bekenstein & Sanders 1994]

1 Formalisme des théories tenseur-scalaire [Jordan 1946, Brans & Dicke 1961]

métrique d'Einstein $g_{\mu\nu}$	champ scalaire ϕ
-------------------------------------	--------------------------

décrivent le champ gravitationnel

métrique physique $\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\phi} g_{\mu\nu}$
--

couplage de la matière à la métrique physique

2 Pour une théorie MOND relativiste on introduit une fonction F dans l'action qui se ramènera à la fonction MOND μ dans la limite $c \rightarrow +\infty$

$$\underbrace{g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}_{\text{terme cinétique standard}} \implies \underbrace{a_0^2 F \left(\frac{g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}{a_0^2} \right)}_{\text{terme cinétique aquadratique}}$$

La théorie n'est pas viable car les photons ne ressentent pas la présence du champ scalaire et on ne peut pas expliquer la matière noire dans les amas de galaxies qui est détectée par son effet sur la déviation de la lumière

Théorie tenseur-scalaire généralisée [Bekenstein & Sanders 1994]

- 1 Formalisme des théories tenseur-scalaire [Jordan 1946, Brans & Dicke 1961]

métrique d'Einstein $g_{\mu\nu}$	champ scalaire ϕ
-------------------------------------	--------------------------

décrivent le champ gravitationnel

métrique physique $\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\phi} g_{\mu\nu}$
--

couplage de la matière à la métrique physique

- 2 Pour une théorie MOND relativiste on introduit une fonction F dans l'action qui se ramènera à la fonction MOND μ dans la limite $c \rightarrow +\infty$

$$\underbrace{g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}_{\text{terme cinétique standard}} \implies \underbrace{a_0^2 F \left(\frac{g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}{a_0^2} \right)}_{\text{terme cinétique aquadratique}}$$

La théorie n'est pas viable car les photons ne ressentent pas la présence du champ scalaire et on ne peut pas expliquer la matière noire dans les amas de galaxies qui est détectée par son effet sur la déviation de la lumière

Théorie tenseur-scalaire généralisée [Bekenstein & Sanders 1994]

① Formalisme des théories tenseur-scalaire [Jordan 1946, Brans & Dicke 1961]

métrique d'Einstein $g_{\mu\nu}$	champ scalaire ϕ
-------------------------------------	--------------------------

décrivent le champ gravitationnel

métrique physique $\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\phi} g_{\mu\nu}$
--

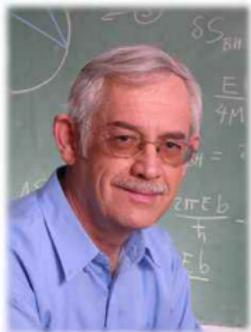
couplage de la matière à la métrique physique

② Pour une théorie MOND relativiste on introduit une fonction F dans l'action qui se ramènera à la fonction MOND μ dans la limite $c \rightarrow +\infty$

$$\underbrace{g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}_{\text{terme cinétique standard}} \quad \Longrightarrow \quad \underbrace{a_0^2 F \left(\frac{g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}{a_0^2} \right)}_{\text{terme cinétique aquadratique}}$$

La théorie n'est pas viable car les photons ne ressentent pas la présence du champ scalaire et on ne peut pas expliquer la matière noire dans les amas de galaxies qui est détectée par son effet sur la déviation de la lumière

Théorie tenseur-vecteur-scalaire (TeVeS) [Bekenstein 2004]



- 1 Pour obtenir la déviation de la lumière on introduit un champ vectoriel V_μ dans le couplage à la matière

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\phi} g_{\mu\nu} + \overbrace{(e^{2\phi} - e^{-2\phi}) V_\mu V_\nu}^{\text{contribution d'un champ vectoriel } V_\mu}$$

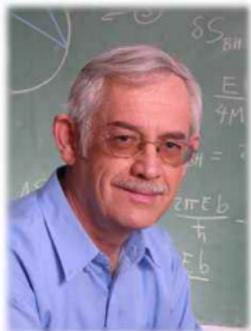
- 2 On rajoute une partie dynamique pour le champ vectoriel du type

$$k \underbrace{g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}}_{\text{terme cinétique}} + \lambda \underbrace{(g^{\mu\nu} V_\mu V_\nu + 1)}_{\text{contrainte de Lagrange}}$$

- 3 La partie tenseur-scalaire est similaire à la théorie précédente

La théorie a des problèmes de stabilité et des difficultés à reproduire les fluctuations du CMB en cosmologie

Théorie tenseur-vecteur-scalaire (TeVeS) [Bekenstein 2004]



- 1 Pour obtenir la déviation de la lumière on introduit un champ vectoriel V_μ dans le couplage à la matière

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\phi} g_{\mu\nu} + \overbrace{(e^{2\phi} - e^{-2\phi}) V_\mu V_\nu}^{\text{contribution d'un champ vectoriel } V_\mu}$$

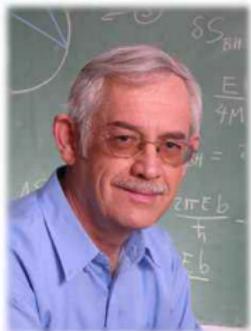
- 2 On rajoute une partie dynamique pour le champ vectoriel du type

$$k \underbrace{g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}}_{\text{terme cinétique}} + \lambda \underbrace{(g^{\mu\nu} V_\mu V_\nu + 1)}_{\text{contrainte de Lagrange}}$$

- 3 La partie tenseur-scalaire est similaire à la théorie précédente

La théorie a des problèmes de stabilité et des difficultés à reproduire les fluctuations du CMB en cosmologie

Théorie tenseur-vecteur-scalaire (TeVeS) [Bekenstein 2004]



- 1 Pour obtenir la déviation de la lumière on introduit un champ vectoriel V_μ dans le couplage à la matière

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\phi} g_{\mu\nu} + \overbrace{(e^{2\phi} - e^{-2\phi}) V_\mu V_\nu}^{\text{contribution d'un champ vectoriel } V_\mu}$$

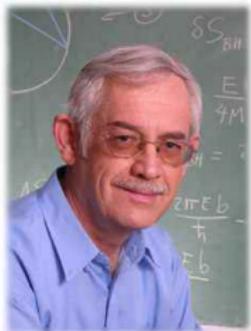
- 2 On rajoute une partie dynamique pour le champ vectoriel du type

$$k \underbrace{g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}}_{\text{terme cinétique}} + \lambda \underbrace{(g^{\mu\nu} V_\mu V_\nu + 1)}_{\text{contrainte de Lagrange}}$$

- 3 La partie tenseur-scalaire est similaire à la théorie précédente

La théorie a des problèmes de stabilité et des difficultés à reproduire les fluctuations du CMB en cosmologie

Théorie tenseur-vecteur-scalaire (TeVeS) [Bekenstein 2004]



- 1 Pour obtenir la déviation de la lumière on introduit un champ vectoriel V_μ dans le couplage à la matière

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = e^{2\phi} g_{\mu\nu} + \overbrace{(e^{2\phi} - e^{-2\phi}) V_\mu V_\nu}^{\text{contribution d'un champ vectoriel } V_\mu}$$

- 2 On rajoute une partie dynamique pour le champ vectoriel du type

$$k \underbrace{g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}}_{\text{terme cinétique}} + \lambda \underbrace{(g^{\mu\nu} V_\mu V_\nu + 1)}_{\text{contrainte de Lagrange}}$$

- 3 La partie tenseur-scalaire est similaire à la théorie précédente

La théorie a des problèmes de stabilité et des difficultés à reproduire les fluctuations du CMB en cosmologie

Théories Einstein-Æther généralisées

- 1 Théories modélisant une violation de l'invariance de Lorentz motivée par la gravitation quantique [Jacobson & Mattingly 2001]

métrique d'Einstein $g_{\mu\nu}$	champ vectoriel $n_\mu = \text{Æther}$
-------------------------------------	---



- 2 Comme pour TeVeS un multiplicateur de Lagrange est introduit pour imposer l'unitarité et le genre temps du champ d'Æther

$$\lambda (g^{\mu\nu} n_\mu n_\nu + 1)$$

- 3 La généralisation du terme cinétique pour le champ vectoriel conduit à une théorie MOND [Zlosnik et al. 2007, Halle et al. 2008]

$$F\left(\left[c_1 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} + c_2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + \dots\right] \nabla_\mu n_\rho \nabla_\nu n_\sigma\right)$$

fonction arbitraire à relier à la fonction MOND

Théories Einstein-Æther généralisées

- 1 Théories modélisant une violation de l'invariance de Lorentz motivée par la gravitation quantique [Jacobson & Mattingly 2001]

métrique d'Einstein $g_{\mu\nu}$	champ vectoriel $n_\mu = \text{Æther}$
-------------------------------------	---



- 2 Comme pour TeVeS un multiplicateur de Lagrange est introduit pour imposer l'unitarité et le genre temps du champ d'Æther

$$\lambda (g^{\mu\nu} n_\mu n_\nu + 1)$$

- 3 La généralisation du terme cinétique pour le champ vectoriel conduit à une théorie MOND [Zlosnik *et al.* 2007, Halle *et al.* 2008]

$$F\left(\underbrace{\left[c_1 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} + c_2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + \dots \right] \nabla_\mu n_\rho \nabla_\nu n_\sigma}_{\text{fonction arbitraire à relier à la fonction MOND}}\right)$$

Théories Einstein-Æther généralisées

- 1 Théories modélisant une violation de l'invariance de Lorentz motivée par la gravitation quantique [Jacobson & Mattingly 2001]

métrique d'Einstein $g_{\mu\nu}$	champ vectoriel $n_\mu = \text{Æther}$
-------------------------------------	---



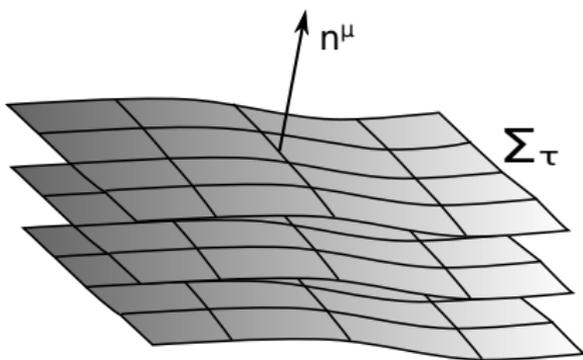
- 2 Comme pour TeVeS un multiplicateur de Lagrange est introduit pour imposer l'unitarité et le genre temps du champ d'Æther

$$\lambda (g^{\mu\nu} n_\mu n_\nu + 1)$$

- 3 La généralisation du terme cinétique pour le champ vectoriel conduit à une théorie MOND [Zlosnik et al. 2007, Halle et al. 2008]

$$F \left(\underbrace{\left[c_1 g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} + c_2 g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + \dots \right] \nabla_\mu n_\rho \nabla_\nu n_\sigma}_{\text{fonction arbitraire à relier à la fonction MOND}} \right)$$

De l'Æther au Khronon



- Le champ vectoriel n^μ est orthogonal à une famille d'hypersurface du genre espace
- Chaque surface est étiquetée par un champ scalaire τ et on a donc une théorie tenseur-scalaire

métrique d'Einstein

$$g_{\mu\nu}$$

champ scalaire

$$\tau = \text{Khronon}$$

Avec une **coordonnée de temps adaptée** $t = \tau$ la théorie admet une formulation purement géométrique

$$\underbrace{N}_{\text{lapse}} \quad \underbrace{N^i}_{\text{shift}} \quad \underbrace{\gamma_{ij}}_{\text{métrique spatiale}}$$

mais il y a une violation de l'invariance de Lorentz [Jacobson 2011]

Théorie Chronométrique [Blanchet & Marsat 2011]

- 1 Une théorie MOND est construite en utilisant l'accélération de la congruence associée au champ vectoriel n^μ

$$a_\mu = n^\nu \nabla_\nu n_\mu = D_\mu \ln N$$

- 2 En coordonnées adaptées $t = \tau$ on a une théorie purement géométrique

$$S = \frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{\gamma} N \left[\mathcal{R} + K_{ij} K^{ij} - K^2 - 2F(a) \right] + S_{\text{matière}}$$

- 3 Pour un choix de la fonction F on retrouve
 - RG+ Λ en champ fort $a \gg a_0$
 - MOND en champ faible $a \ll a_0$

Pas de problème avec la déviation de la lumière mais probablement pas de cosmologie viable

Théorie Chronométrique [Blanchet & Marsat 2011]

- 1 Une théorie MOND est construite en utilisant l'accélération de la congruence associée au champ vectoriel n^μ

$$a_\mu = n^\nu \nabla_\nu n_\mu = D_\mu \ln N$$

- 2 En coordonnées adaptées $t = \tau$ on a une théorie purement géométrique

$$S = \frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{\gamma} N \left[\mathcal{R} + K_{ij} K^{ij} - K^2 - 2F(a) \right] + S_{\text{matière}}$$

- 3 Pour un choix de la fonction F on retrouve
 - RG+ Λ en champ fort $a \gg a_0$
 - MOND en champ faible $a \ll a_0$

Pas de problème avec la déviation de la lumière mais probablement pas de cosmologie viable

Théorie Chronométrique [Blanchet & Marsat 2011]

- 1 Une théorie MOND est construite en utilisant l'accélération de la congruence associée au champ vectoriel n^μ

$$a_\mu = n^\nu \nabla_\nu n_\mu = D_\mu \ln N$$

- 2 En coordonnées adaptées $t = \tau$ on a une théorie purement géométrique

$$S = \frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{\gamma} N \left[\mathcal{R} + K_{ij} K^{ij} - K^2 - 2F(a) \right] + S_{\text{matière}}$$

- 3 Pour un choix de la fonction F on retrouve
 - RG+ Λ en champ fort $a \gg a_0$
 - MOND en champ faible $a \ll a_0$

Pas de problème avec la déviation de la lumière mais probablement pas de cosmologie viable

Théorie Chronométrique [Blanchet & Marsat 2011]

- 1 Une théorie MOND est construite en utilisant l'accélération de la congruence associée au champ vectoriel n^μ

$$a_\mu = n^\nu \nabla_\nu n_\mu = D_\mu \ln N$$

- 2 En coordonnées adaptées $t = \tau$ on a une théorie purement géométrique

$$S = \frac{c^3}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{\gamma} N \left[\mathcal{R} + K_{ij} K^{ij} - K^2 - 2F(a) \right] + S_{\text{matière}}$$

- 3 Pour un choix de la fonction F on retrouve
 - RG+ Λ en champ fort $a \gg a_0$
 - MOND en champ faible $a \ll a_0$

Pas de problème avec la déviation de la lumière mais probablement pas de cosmologie viable

Conclusions sur les gravités modifiées sans matière noire

- 1 Théories compliquées modifiant la relativité générale avec des champs *ad-hoc*

$$g_{\mu\nu}, \hat{g}_{\mu\nu}, \phi, n_{\mu}, \text{ etc.}$$

- Termes cinétiques non-standard dépendant d'une fonction arbitraire F
 - Pas d'explication physique pour l'origine de l'effet MOND
- 2 Dans certains cas le Hamiltonien n'est pas borné inférieurement d'où des problèmes de stabilité [Clayton 2001, Bruneton & Esposito-Farèse]
 - 3 Problèmes pour reproduire la cosmologie et en particulier l'accord avec les pics d'anisotropie du CMB est problématique [Skordis, Mota *et al.* 2006]

THÉORIES DE MATIÈRE NOIRE MODIFIÉE

L'analogie diélectrique de MOND [Blanchet 2007]

- En électrostatique la loi de Gauss est modifiée par la **polarisation** dans un matériau diélectrique (dipolaire)

$$\nabla \cdot \underbrace{\left[(1 + \chi_e) \mathbf{E} \right]}_{D \text{ field}} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \quad \iff \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_e + \rho_e^{\text{polar}}}{\epsilon_0}$$

- De la même façon MOND peut être vu comme la modification de l'équation de Poisson dans un **milieu dipolaire polarisable**

$$\nabla \cdot \left[\mu \left(\frac{g}{a_0} \right) \mathbf{g} \right] = -4\pi G \rho_b \quad \iff \quad \nabla \cdot \mathbf{g} = -4\pi G \left(\rho_b + \underbrace{\rho_b^{\text{polar}}}_{\text{matière noire}} \right)$$

- La fonction MOND peut être écrite comme $\mu = 1 + \chi$ où χ apparaît comme un **coefficient de susceptibilité** d'un milieu dipolaire de matière noire

L'analogie diélectrique de MOND [Blanchet 2007]

- En électrostatique la loi de Gauss est modifiée par la **polarisation** dans un matériau diélectrique (dipolaire)

$$\nabla \cdot \underbrace{\left[(1 + \chi_e) \mathbf{E} \right]}_{D \text{ field}} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \quad \iff \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_e + \rho_e^{\text{polar}}}{\epsilon_0}$$

- De la même façon MOND peut être vu comme la modification de l'équation de Poisson dans un **milieu dipolaire polarisable**

$$\nabla \cdot \left[\mu \left(\frac{g}{a_0} \right) \mathbf{g} \right] = -4\pi G \rho_b \quad \iff \quad \nabla \cdot \mathbf{g} = -4\pi G \left(\rho_b + \underbrace{\rho_b^{\text{polar}}}_{\text{matière noire}} \right)$$

- La fonction MOND peut être écrite comme $\mu = 1 + \chi$ où χ apparaît comme un **coefficient de susceptibilité** d'un milieu dipolaire de matière noire

L'analogie diélectrique de MOND [Blanchet 2007]

- En électrostatique la loi de Gauss est modifiée par la **polarisation** dans un matériau diélectrique (dipolaire)

$$\nabla \cdot \underbrace{\left[(1 + \chi_e) \mathbf{E} \right]}_{D \text{ field}} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \quad \iff \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_e + \rho_e^{\text{polar}}}{\epsilon_0}$$

- De la même façon MOND peut être vu comme la modification de l'équation de Poisson dans un **milieu dipolaire polarisable**

$$\nabla \cdot \left[\mu \left(\frac{g}{a_0} \right) \mathbf{g} \right] = -4\pi G \rho_b \quad \iff \quad \nabla \cdot \mathbf{g} = -4\pi G \left(\rho_b + \underbrace{\rho_b^{\text{polar}}}_{\text{matière noire}} \right)$$

- La fonction MOND peut être écrite comme $\mu = 1 + \chi$ où χ apparaît comme un **coefficient de susceptibilité** d'un milieu dipolaire de matière noire

Matière noire dipolaire (DDM) [Blanchet & Le Tiec 2008; 2009]

- 1 Tente d'implémenter l'analogie diélectrique de MOND dans un cadre relativiste
- 2 C'est un modèle de **matière noire modifiée** en relativité générale

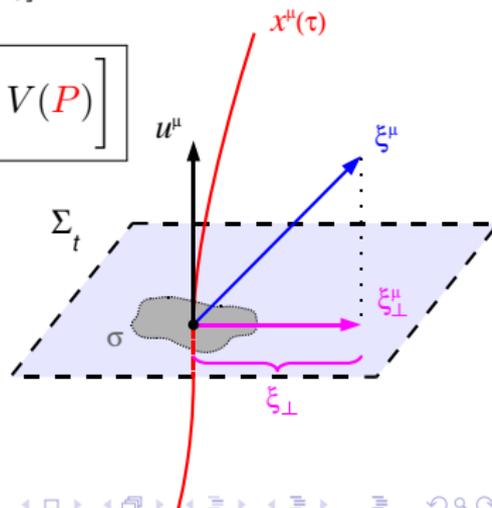


$$S = S_{\text{RG}} + S_{\text{baryons}}[\rho_b, \mathbf{v}_b] + \overbrace{S_{\text{DDM}}[\rho, \mathbf{v}, \boldsymbol{\xi}]}^{\text{matière noire}}$$

où

$$S_{\text{DDM}} = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\rho \left(-1 + u^\mu \dot{\xi}_\mu \right) - V(P) \right]$$

- 3 Le nouvel ingrédient est un champ vectoriel $\boldsymbol{\xi}$ du genre espace appelé **moment dipolaire**
- 4 La densité de moment dipolaire $\mathbf{P} = \rho \boldsymbol{\xi}$ est appelée **polarisation**



Matière noire dipolaire (DDM) [Blanchet & Le Tiec 2008; 2009]

- 1 Le modèle reproduit le modèle standard cosmologique Λ CDM et est donc viable vis-à-vis des fluctuations du CMB
- 2 La phénoménologie MOND est obtenue au prix d'une **hypothèse de faible agrégation de la matière noire** en cosmologie

$$\rho_{\text{DDM}} = \underbrace{\rho}_{\text{matière noire cosmologique}} \underbrace{-\nabla \cdot \mathbf{P}}_{\text{effet MOND}}$$

- 3 L'ordre de grandeur de la constante cosmologique Λ est comparable avec a_0 c'est-à-dire $\Lambda \sim a_0^2$ en bon accord avec les observations
- 4 Le modèle ne fournit pas de description microscopique de la matière noire
- 5 Le modèle a une **instabilité** dans l'équation d'évolution du moment dipolaire

Description microscopique de la matière noire dipolaire?

- Le milieu de matière noire doit être modélisé par des moments dipolaires individuels \mathbf{p} et un champ de polarisation \mathbf{P}

$$\mathbf{P} = n \mathbf{p} \quad \text{with} \quad \mathbf{p} = m \boldsymbol{\xi}$$

- La polarisation est induite par le champ gravitationnel des masses ordinaires

$$\mathbf{P} = -\frac{\chi}{4\pi G} \mathbf{g} \quad \text{avec} \quad \rho_{\text{polarisation}} = -\nabla \cdot \mathbf{P}$$

Le milieu dipolaire devrait être fait de deux types de particules avec des masses gravitationnelles (analogues aux charges)

$$m_g = \pm m_i$$

- Comme les masses de même signe s'attirent le coefficient de susceptibilité est

$$\chi < 0$$

en accord avec la présence de matière noire et MOND

Description microscopique de la matière noire dipolaire?

- Le milieu de matière noire doit être modélisé par des moments dipolaires individuels \mathbf{p} et un champ de polarisation \mathbf{P}

$$\mathbf{P} = n \mathbf{p} \quad \text{with} \quad \mathbf{p} = m \boldsymbol{\xi}$$

- La polarisation est induite par le champ gravitationnel des masses ordinaires

$$\mathbf{P} = -\frac{\chi}{4\pi G} \mathbf{g} \quad \text{avec} \quad \rho_{\text{polarisation}} = -\nabla \cdot \mathbf{P}$$

Le milieu dipolaire devrait être fait de deux types de particules avec des masses gravitationnelles (analogues aux charges)

$$m_g = \pm m_i$$

- Comme les masses de même signe s'attirent le coefficient de susceptibilité est

$$\chi < 0$$

en accord avec la présence de matière noire et MOND

Description microscopique de la matière noire dipolaire?

- Le milieu de matière noire doit être modélisé par des moments dipolaires individuels \mathbf{p} et un champ de polarisation \mathbf{P}

$$\mathbf{P} = n \mathbf{p} \quad \text{with} \quad \mathbf{p} = m \boldsymbol{\xi}$$

- La polarisation est induite par le champ gravitationnel des masses ordinaires

$$\mathbf{P} = -\frac{\chi}{4\pi G} \mathbf{g} \quad \text{avec} \quad \rho_{\text{polarisation}} = -\nabla \cdot \mathbf{P}$$

Le milieu dipolaire devrait être fait de deux types de particules avec des masses gravitationnelles (analogues aux charges)

$$m_g = \pm m_i$$

- Comme les masses de même signe s'attirent le coefficient de susceptibilité est

$$\chi < 0$$

en accord avec la présence de matière noire et MOND

Description microscopique de la matière noire dipolaire?

- Le milieu de matière noire doit être modélisé par des moments dipolaires individuels \mathbf{p} et un champ de polarisation \mathbf{P}

$$\mathbf{P} = n \mathbf{p} \quad \text{with} \quad \mathbf{p} = m \boldsymbol{\xi}$$

- La polarisation est induite par le champ gravitationnel des masses ordinaires

$$\mathbf{P} = -\frac{\chi}{4\pi G} \mathbf{g} \quad \text{avec} \quad \rho_{\text{polarisation}} = -\nabla \cdot \mathbf{P}$$

Le milieu dipolaire devrait être fait de deux types de particules avec des masses gravitationnelles (analogues aux charges)

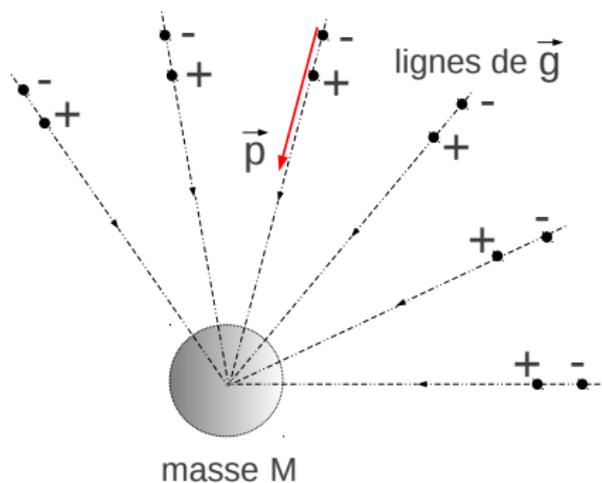
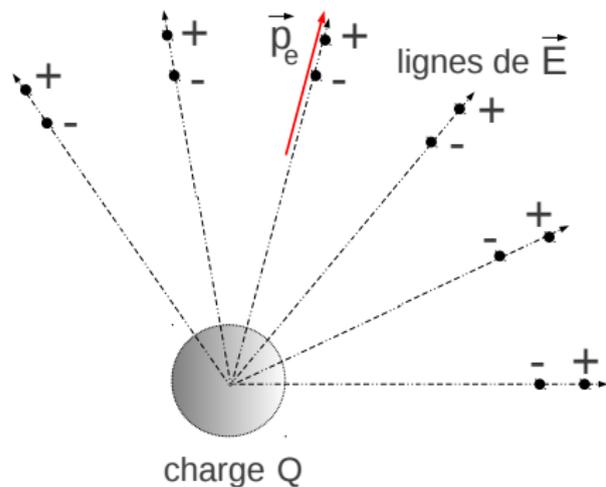
$$m_g = \pm m_i$$

- Comme les masses de même signe s'attirent le coefficient de susceptibilité est

$$\chi < 0$$

en accord avec la présence de matière noire et MOND

Anti-écranage par les masses de polarisation



Écranage par les charges de polarisation

$$\chi_e > 0$$

Anti-écranage par les masses

$$\chi < 0$$

Nécessité d'une force interne non-gravitationnelle

- Comme les masses de signe contraire se repoussent le dipole n'est pas stable et on doit invoquer l'existence d'une **force interne non-gravitationnelle**
- A l'équilibre cette force équilibre la force gravitationnelle, les deux types de particules se superposent et le milieu dipolaire est neutre
- En présence d'une masse extérieure l'équilibre se déplace, le milieu se **polarise** ce qui augmente l'intensité du champ de gravitation
- Si on applique une perturbation le milieu effectue des oscillations stables comme un **plasma** en électromagnétisme

$$\omega_{\text{plasma}} = \sqrt{-\frac{8\pi G m n}{\chi}}$$

Nécessité d'une force interne non-gravitationnelle

- Comme les masses de signe contraire se repoussent le dipole n'est pas stable et on doit invoquer l'existence d'une **force interne non-gravitationnelle**
- A l'équilibre cette force équilibre la force gravitationnelle, les deux types de particules se superposent et le milieu dipolaire est neutre
- En présence d'une masse extérieure l'équilibre se déplace, le milieu se **polarise** ce qui augmente l'intensité du champ de gravitation
- Si on applique une perturbation le milieu effectue des oscillations stables comme un **plasma** en électromagnétisme

$$\omega_{\text{plasma}} = \sqrt{-\frac{8\pi G m n}{\chi}}$$

Nécessité d'une force interne non-gravitationnelle

- Comme les masses de signe contraire se repoussent le dipole n'est pas stable et on doit invoquer l'existence d'une **force interne non-gravitationnelle**
- A l'équilibre cette force équilibre la force gravitationnelle, les deux types de particules se superposent et le milieu dipolaire est neutre
- En présence d'une masse extérieure l'équilibre se déplace, le milieu se **polarise** ce qui augmente l'intensité du champ de gravitation
- Si on applique une perturbation le milieu effectue des oscillations stables comme un **plasma** en électromagnétisme

$$\omega_{\text{plasma}} = \sqrt{-\frac{8\pi G m n}{\chi}}$$

Nécessité d'une force interne non-gravitationnelle

- Comme les masses de signe contraire se repoussent le dipole n'est pas stable et on doit invoquer l'existence d'une **force interne non-gravitationnelle**
- A l'équilibre cette force équilibre la force gravitationnelle, les deux types de particules se superposent et le milieu dipolaire est neutre
- En présence d'une masse extérieure l'équilibre se déplace, le milieu se **polarise** ce qui augmente l'intensité du champ de gravitation
- Si on applique une perturbation le milieu effectue des oscillations stables comme un **plasma** en électromagnétisme

$$\omega_{\text{plasma}} = \sqrt{-\frac{8\pi G m n}{\chi}}$$

Comment décrire un tel milieu dans une théorie relativiste ?

[Bernard & Blanchet 2014]

- 1 Pour décrire des particules ayant $m_g = \pm m$ il faut deux métriques
 - $g_{\mu\nu}$ suivie par les particules standard (comme les baryons)
 - $\underline{g}_{\mu\nu}$ suivie par les particules non-standard
- 2 Pour obtenir un dipole gravitationnel il faut une force interne non-gravitationnelle et le plus simple est un champ vectoriel



- 3 On doit définir un principe d'action pour tous ces champs et spécifier la façon dont les deux métriques $g_{\mu\nu}$ et $\underline{g}_{\mu\nu}$ vont se coupler

Comment décrire un tel milieu dans une théorie relativiste ?

[Bernard & Blanchet 2014]

- 1 Pour décrire des particules ayant $m_g = \pm m$ il faut deux métriques
 - $g_{\mu\nu}$ suivie par les particules standard (comme les baryons)
 - $\underline{g}_{\mu\nu}$ suivie par les particules non-standard
- 2 Pour obtenir un dipole gravitationnel il faut une force interne non-gravitationnelle et le plus simple est un champ vectoriel

graviphoton
 $\overbrace{K_\mu}$

- 3 On doit définir un principe d'action pour tous ces champs et spécifier la façon dont les deux métriques $g_{\mu\nu}$ et $\underline{g}_{\mu\nu}$ vont se coupler

Comment décrire un tel milieu dans une théorie relativiste ?

[Bernard & Blanchet 2014]

- 1 Pour décrire des particules ayant $m_g = \pm m$ il faut deux métriques
 - $g_{\mu\nu}$ suivie par les particules standard (comme les baryons)
 - $\underline{g}_{\mu\nu}$ suivie par les particules non-standard
- 2 Pour obtenir un dipole gravitationnel il faut une force interne non-gravitationnelle et le plus simple est un champ vectoriel

graviphoton

$$\overbrace{K_\mu}$$

- 3 On doit définir un principe d'action pour tous ces champs et spécifier la façon dont les deux métriques $g_{\mu\nu}$ et $\underline{g}_{\mu\nu}$ vont se coupler

Modèle bimétrique pour la matière noire dipolaire

[Bernard & Blanchet 2014]

- 1 Extension **bimétrique** de la relativité générale

$$S = \int d^4x \left[\overbrace{\sqrt{-g} \left(\frac{c^3 R}{32\pi G} - \rho_{\text{baryon}} - \rho \right)}^{\text{secteur standard}} + \overbrace{\sqrt{-\underline{g}} \left(\frac{c^3 \underline{R}}{32\pi G} - \underline{\rho} \right)}^{\text{secteur non standard}} \right. \\
 \left. + \underbrace{\sqrt{-f} \left(\frac{c^3 \mathcal{R}}{16\pi G \varepsilon} + (j^\mu - \underline{j}^\mu) K_\mu + a_0^2 F \left(\frac{H^{\mu\nu} H_{\mu\nu}}{a_0^2} \right) \right)}_{\text{secteur d'interaction}} \right]$$

- 2 Les deux métriques interagissent *via* la métrique composite $f_{\mu\nu}$ des théories de gravité massive [de Rham, Gabadadze & Tolley 2012]

$$G \underline{G} = \mathbb{1} \quad \text{avec} \quad G = (f^{\nu\rho} g_{\mu\rho}) \quad \text{et} \quad \underline{G} = (f^{\nu\rho} \underline{g}_{\mu\rho})$$

- 3 Dans la limite $\varepsilon \rightarrow 0$ on obtient un effet de **polarisation gravitationnelle**

Modèle bimétrique pour la matière noire dipolaire

[Bernard & Blanchet 2014]

- 1 Extension **bimétrique** de la relativité générale

$$\begin{aligned}
 S = \int d^4x & \left[\overbrace{\sqrt{-g} \left(\frac{c^3 R}{32\pi G} - \rho_{\text{baryon}} - \rho \right)}^{\text{secteur standard}} + \overbrace{\sqrt{-\underline{g}} \left(\frac{c^3 \underline{R}}{32\pi G} - \underline{\rho} \right)}^{\text{secteur non standard}} \right. \\
 & \left. + \underbrace{\sqrt{-f} \left(\frac{c^3 \mathcal{R}}{16\pi G \varepsilon} + (j^\mu - \underline{j}^\mu) K_\mu + a_0^2 F \left(\frac{H^{\mu\nu} H_{\mu\nu}}{a_0^2} \right) \right)}_{\text{secteur d'interaction}} \right]
 \end{aligned}$$

- 2 Les deux métriques interagissent *via* la métrique composite $f_{\mu\nu}$ des théories de gravité massive [de Rham, Gabadadze & Tolley 2012]

$$\underline{G}\underline{G} = \mathbb{1} \quad \text{avec} \quad G = (f^{\nu\rho} g_{\mu\rho}) \quad \text{et} \quad \underline{G} = (f^{\nu\rho} \underline{g}_{\mu\rho})$$

- 3 Dans la limite $\varepsilon \rightarrow 0$ on obtient un effet de **polarisation gravitationnelle**

Modèle bimétrique pour la matière noire dipolaire

[Bernard & Blanchet 2014]

- 1 Extension **bimétrique** de la relativité générale

$$S = \int d^4x \left[\overbrace{\sqrt{-g} \left(\frac{c^3 R}{32\pi G} - \rho_{\text{baryon}} - \rho \right)}^{\text{secteur standard}} + \overbrace{\sqrt{-\underline{g}} \left(\frac{c^3 \underline{R}}{32\pi \underline{G}} - \underline{\rho} \right)}^{\text{secteur non standard}} + \underbrace{\sqrt{-f} \left(\frac{c^3 \mathcal{R}}{16\pi G \varepsilon} + (j^\mu - \underline{j}^\mu) K_\mu + a_0^2 F \left(\frac{H^{\mu\nu} H_{\mu\nu}}{a_0^2} \right) \right)}_{\text{secteur d'interaction}} \right]$$

- 2 Les deux métriques interagissent *via* la métrique composite $f_{\mu\nu}$ des théories de gravité massive [de Rham, Gabadadze & Tolley 2012]

$$\underline{G}\underline{G} = \mathbb{1} \quad \text{avec} \quad G = (f^{\nu\rho} g_{\mu\rho}) \quad \text{et} \quad \underline{G} = (f^{\nu\rho} \underline{g}_{\mu\rho})$$

- 3 Dans la limite $\varepsilon \rightarrow 0$ on obtient un effet de **polarisation gravitationnelle**

Modèle bimétrique pour la matière noire dipolaire

[Bernard & Blanchet 2014]

- 1 Le modèle retrouve MOND dans la limite non relativiste $c \rightarrow +\infty$ sans hypothèse additionnelle et dans toutes les situations dynamiques
- 2 En champ fort $g \gg a_0$ la théorie a exactement la même limite post-newtonienne que la relativité générale et est **viable dans le système solaire**
- 3 En cosmologie la théorie reproduit le modèle standard Λ CDM et est **en accord avec le spectre des fluctuations du CMB**
- 4 Le modèle devrait être analysé d'un point de vue de physique théorique (présence possible de "**fantômes**") et pourrait être amélioré de façon à se débarrasser de la fonction arbitraire F

Conclusions

- Le modèle cosmologique standard Λ CDM reproduit extrêmement bien les observations cosmologiques et indique la présence de matière noire sous forme de particules à grandes échelles
- La phénoménologie de MOND au niveau des galaxies suggère une modification des lois physiques dans un régime de faibles accélérations
- Les modèles de gravité modifiée sans matière noire reproduisent MOND mais ont des difficultés à être en accord avec les observations cosmologiques
- Une analogie frappante entre MOND et la physique des milieux diélectriques conduit à un modèle de matière noire en accord avec toutes les observations concernant la matière noire