

Modèles d'unification de la matière et énergie noires - échecs et réussites

Júlio C. Fabris

Departamento de Física - Universidade Federal do Espírito Santo - Brésil

Annecy, 28 avril 2011

Outline

- 1 Matière et énergie dans l'univers
- 2 Les modèles d'unification du secteur noire
- 3 Modèles visqueux
- 4 Modèles scalaires pour le gas de Chaplygin
- 5 Analyse perturbative
- 6 Le problème de la vitesse du son
- 7 La théorie de Rastall
- 8 Formulation scalaire de la théorie de Rastall
- 9 Un nouveau modèle d'unification
- 10 Conclusions

Matière et énergie dans l'univers

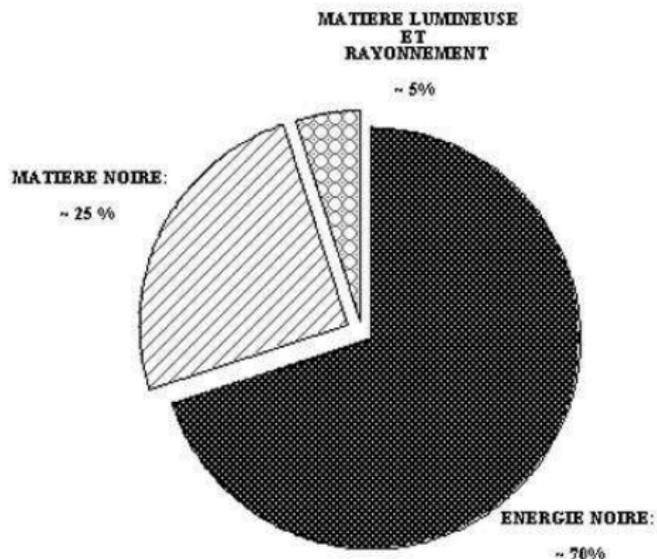
Le camembert cosmique

■ L'univers aurait cinq composantes:

- 1 Baryons,
- 2 Photons,
- 3 Neutrinos,
- 4 Matière noire (courbe de rotation des galaxies spirales, dynamique des amas de galaxies, formation des structures, etc.), composante avec une pression nulle.
- 5 Énergie noire (accélération de l'univers, position du premier pic acoustique Doppler dans le spectre de la radiation cosmique de fond, etc.), composante avec une pression négative.

Matière et énergie dans l'univers

Le camembert cosmique



Matière et énergie dans l'univers

Les candidats pour le secteur noir

- Les principaux candidats pour représenter le secteur noir:
 - 1 Matière noire: axions (théories de grande unification), neutralinos (théories supersymétriques).
 - 2 Énergie noire: la constante cosmologique Λ , resultat de l'énergie du vide quantique.
- Difficultés pour ces candidats:
 - 1 Axions, neutralinos: les théories dont ces particules émergent n'ont pas encore été prouvées en laboratoire; ces particules restent des particules hypothétiques.
 - 2 Constante cosmologique: l'énergie du vide reçoit des contributions de plusieurs champs et transitions de phases, et c'est très improbable que sa valeur finale reste autour de la valeur observée, $\rho_\Lambda \sim 10^{-47} \text{ GeV}^4$. La valeur théorique serait plutôt autour de $\rho_\Lambda \sim 10^{50} - 10^{80} \text{ GeV}^4$.

Matière et énergie dans l'univers

Les alternatives à la constante cosmologique

- D'autres candidats pour représenter l'énergie noire:

- 1 Quintessence.

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2}\phi_{; \rho}\phi^{; \rho} - 2V(\phi),$$
$$m_\phi \sim 10^{-32} \text{ eV}.$$

- 2 K -essence:

$$\mathcal{L}_\phi = f(\phi_{; \rho}\phi^{; \rho}) - 2V(\phi),$$
$$v_s^2 > 0(???).$$

- 3 Etc, etc...

Les modèles d'unification du secteur noir

Le gas de Chaplygin

- Il y a des modèles qui essaient d'unifier la description de l'énergie et la matière noire à travers d'un seule fluide.
- Le gas de Chaplygin est l'exemple classique.
- Le gas de Chaplygin est caracterisé par l'équation d'état

$$p = -\frac{A}{\rho}.$$

- A est une constante.
- Cette équation d'état peut être obtenu de l'action DBI,

$$\mathcal{L} = V(T)\sqrt{1 - T_{;\rho}T^{;\rho}}.$$

- La lettre T est pour indiquer un *champ tachyonique*.
- A.Y. Kamenshchik, U. Moschella and V. Pasquier, Phys. Lett. **B511**, 265(2001).

Les modèles d'unification du secteur noir

Le gas de Chaplygin

- De la loi de conservation pour le fluide,

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0,$$

- on obtient,

$$\rho = \sqrt{A + \frac{B}{a^3}}.$$

- Donc,

$$a \rightarrow 0 \Rightarrow \rho \propto a^{-3} \quad \text{matière sans pression,}$$

$$a \rightarrow \infty \Rightarrow \rho \propto \sqrt{A} \quad \text{constante cosmologique.}$$

Les modèles d'unification du secteur noir

Généralisation phénoménologique

- L'équation du gas de Chaplygin peut être généralisée de manière purement phénoménologique:

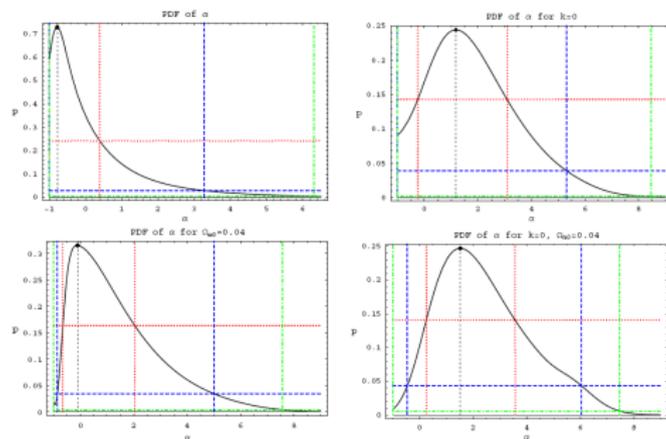
$$p = -\frac{A}{\rho^\alpha}.$$

- M.C. Bento, O. Bertolami et A.A. Sen, Phys. Rev. **D66**, 043507 (2002).
- Cela introduit un nouveau paramètre libre: α .

Les modèles d'unification du secteur noir

Tensions entre les testes observationnels

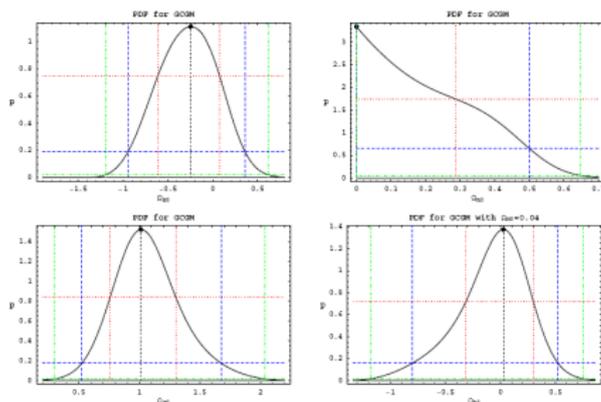
Estimatives pour α utilisant des supernovae type Ia (R. Colistete et J.C. Fabris, Class.Quant.Grav.**22**,2813(2005)):



Les modèles d'unification du secteur noir

Tensions entre les testes observationnels

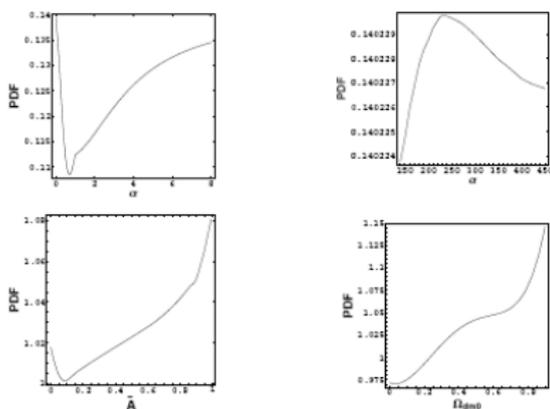
Estimatives pour Ω_{dm0} :



Les modèles d'unification du secteur noir

Tensions entre les testes observationnels

Estimatives utilisant le spectre de la matière (J.C. Fabris, H.E.S. Velten et W. Zimdahl, Phys.Rev. **D81**,087303(2010)):



Les modèles d'unification du secteur noire

Tensions entre les testes observationnels

- Les testes de Supernovae type Ia favorisent des α négatifs, tandis que les testes du spectre de la matière impliquent forcément $\alpha > 0$.
- Les testes de Supernovae type Ia favorisent le modèle sans matière noire supplémentaire, tandis que les testes du spectre de la matière favorisent le modèle avec quasi uniquement de la matière noire.
- Lorsque on croise les probabilités...

Modèles visqueux

Le formalisme d'Eckart

- Viscosité volumique :

$$\Pi = p - \xi(\rho)u_{;\mu}^{\mu}.$$

- Hypothèse et base de FRW:

$$\xi(\rho) = \xi_0\rho^{\nu} \quad , \quad u_{;\mu}^{\mu} = 3\frac{\dot{a}}{a}.$$

- Considérant la pression adiabatique nulle ($p = 0$), et l'absence des baryons,

$$\Pi = -\bar{\xi}_0\rho^{\nu+\frac{1}{2}}.$$

- Au niveau de la base, c'est équivalent au gas de Chaplygin avec $\nu = -\alpha - \frac{1}{2}$.

Modèles visqueux

Resultats

- Considérant les testes de base (Supernovae par exemple), bons resultats tout comme le gas de Chaplygin.
- Les resultats perturbatives sont également positifs (surprenant?).

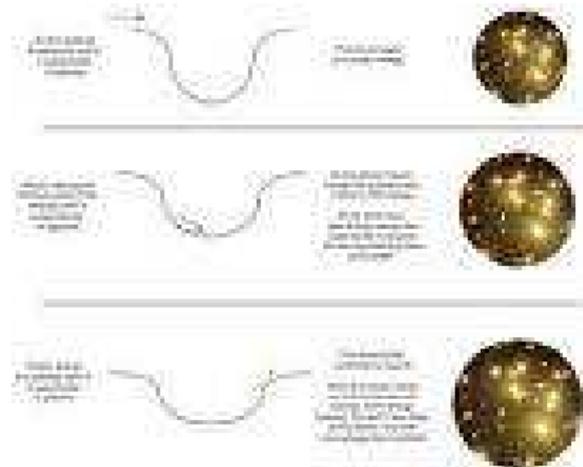
$$\Phi'' + 3\mathcal{H}\Phi' + (\mathcal{H}^2 + 2\mathcal{H}')\Phi = 4\pi G a \zeta \left[\frac{n-1}{\mathcal{H}} \Delta\Phi - \frac{\Delta(\Phi' + \mathcal{H}\Phi)}{\mathcal{H}' - \mathcal{H}^2} - 3(n-2)(\Phi' + \mathcal{H}\Phi) \right].$$

$$\mathcal{H} = \frac{a'}{a}.$$

- Mais, les resultats pour l'effet Sachs-Wolfe integré sont désastreux.

Les modèles d'unification du secteur noire

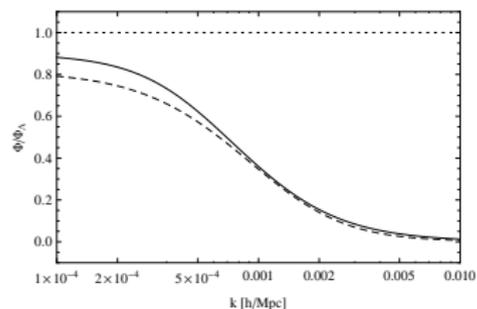
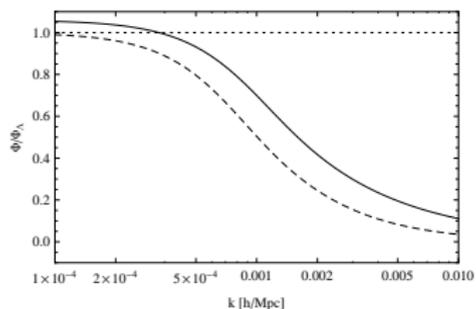
Effet Sachs-Wolfe



$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{3}\Phi.$$

Modèles visqueux

Resultats



Modèles scalaires pour le gas de Chaplygin

L'action DBI

- Une possibilité pour surmonter cette difficulté est celle d'explorer l'origine tachyonique du gas de Chaplygin: le modèle DBI (C.E.M. Batista, J.C. Fabris et M. Morita, GRG, 2010).
- Le tenseur de l'action DBI s'écrit:

$$T_{\mu\nu} = \frac{V(T)(\partial_\rho T \partial^\rho T)^{\frac{1-\alpha}{2\alpha}} \partial_\mu T \partial_\nu T}{\left[1 - (\partial_\rho T \partial^\rho T)^{\frac{1+\alpha}{2\alpha}}\right]^{\frac{1}{1+\alpha}}} + V(T) \left[1 - (\partial_\rho T \partial^\rho T)^{\frac{1+\alpha}{2\alpha}}\right]^{\frac{\alpha}{1+\alpha}} g_{\mu\nu}.$$

Modèles scalaires pour le gas de Chaplygin

L'action DBI

- Expressions pour la densité d'énergie, la pression et la quadri-vitesse:

$$\rho_T = \frac{V(T)}{\left[1 - (\partial_\rho T \partial^\rho T)^{\frac{1+\alpha}{2\alpha}}\right]^{\frac{1}{1+\alpha}}},$$
$$p_T = -V(T) \left[1 - (\partial_\rho T \partial^\rho T)^{\frac{1+\alpha}{2\alpha}}\right]^{\frac{\alpha}{1+\alpha}},$$
$$u_\mu = \frac{\partial_\mu T}{\sqrt{\partial_\rho T \partial^\rho T}}.$$

Modèles scalaires pour le gas de Chaplygin

L'action DBI et les modèles K -essence

- L'approche utilisant la formulation DBI est entièrement équivalent à celle du fluide parfait.
- Le même problème apparaît: vitesse du son négative lorsque α est négatif.
- Ceci est une caractéristique des modèles K -essence.
- La tension entre les testes observationnels ne peut pas être résolue de cette manière.

Modèles scalaires pour le gas de Chaplygin

Champ scalaire avec auto-interaction

- Champ scalaire avec auto-interaction (champ de quintessence), couplage minimal avec la gravitation:

$$L = \frac{1}{16\pi G} \sqrt{-g} \left[R - \phi_{;\rho} \phi^{;\rho} + 2V(\phi) \right] + L_m.$$

- Tenseur d'impulsion énergie,

$$T_{\mu\nu} = \phi_{;\mu} \phi_{;\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \phi_{;\rho} \phi^{;\rho} + g_{\mu\nu} V(\phi).$$

Modèles scalaires pour le gas de Chaplygin

Champ scalaire avec auto-interaction

- Géométrie de base plate de FRW est décrite par,

$$\rho_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi),$$

$$p_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi),$$

- Equation du champ scalaire:

$$\square\phi = -V_\phi,$$

$$\ddot{\phi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} = -V_\phi.$$

- L'intégral première de l'équation de Klein-Gordon conduit à,

$$\dot{\rho}_\phi + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho_\phi + p_\phi) = 0.$$

Analyse perturbative

Equations perturbées

- Introduisant des perturbations linéaires sur la base FRW, employant la condition de coordonnée synchrone, les équations suivantes sont obtenues:

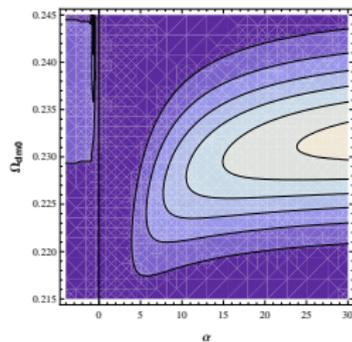
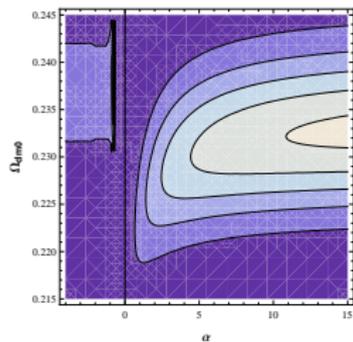
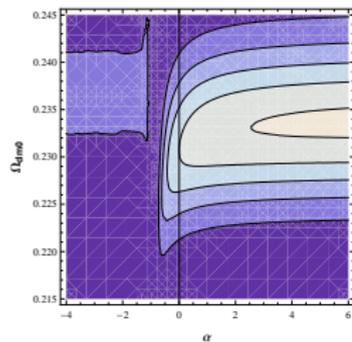
$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta} - \frac{3}{2}\Omega_m\delta = 2\dot{\phi}\dot{\lambda} - 2V_{\phi\lambda},$$

$$\ddot{\lambda} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\lambda} + \left[\frac{k^2}{a^2} + V_{\phi\phi}\right]\lambda = \dot{\phi}\dot{\delta}.$$

- Le potentiel est choisi de manière à reproduire la dynamique du Gas de Chaplygin pour la base.

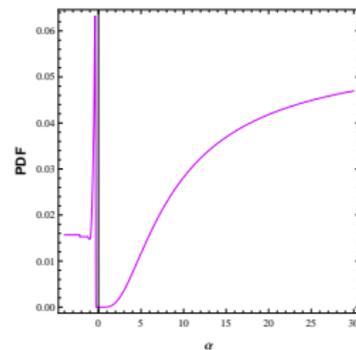
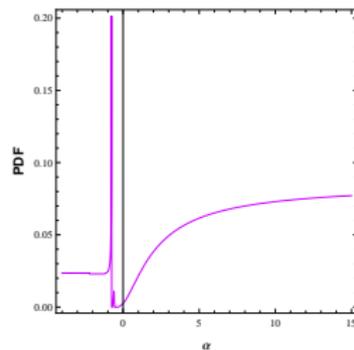
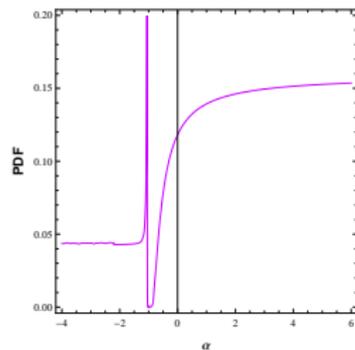
Analyse perturbative

Resultats



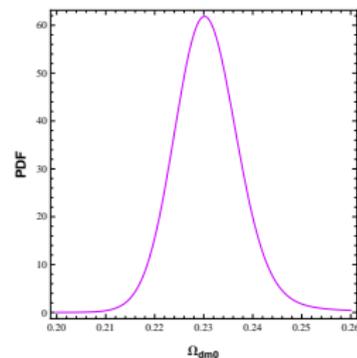
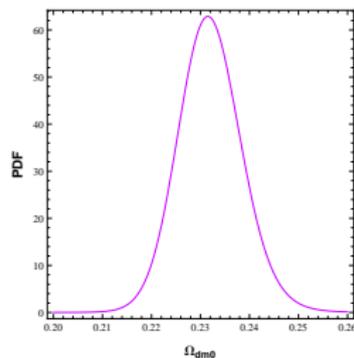
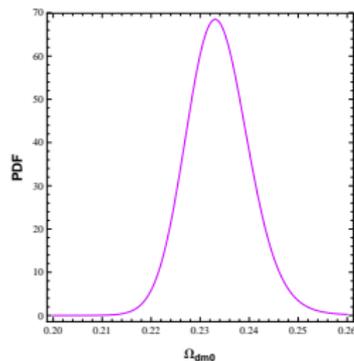
Analyse perturbative

Resultats



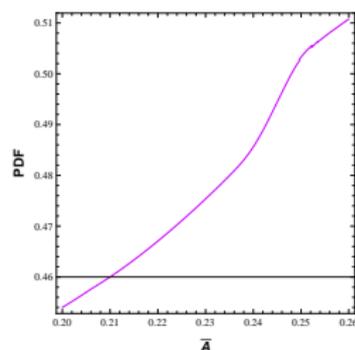
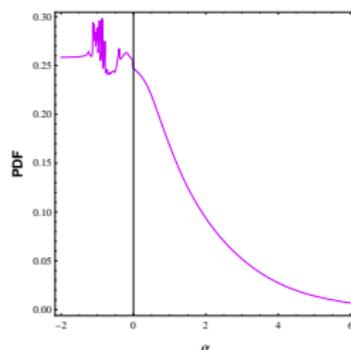
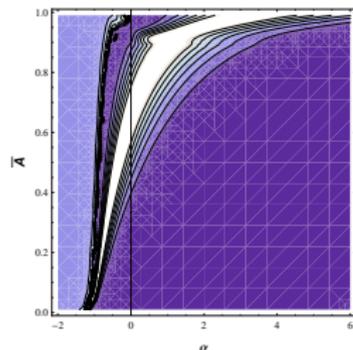
Analyse perturbative

Resultats



Analyse perturbative

Imposant le scénario d'unification $\Omega_{dm0} = 0$



Le problème de la vitesse du son

- Un modèle qui veut représenter aussi la matière noire dans le passé doit exhiber une composante avec une vitesse du son proche de zéro pour $40.000 > z > 1.000$.
- Un champ scalaire du type quintessence n'aura jamais cette propriété.
- Dans ce cas, un modèle basé sur un champ scalaire avec auto-interaction canonique, dans le meilleur des cas, ne peut être considéré qu'étant un modèle effectif valable pour $z < 1.000$, demandant un modèle fondamentale pour des périodes antérieures.

Le problème de la vitesse du son

Bean et Doré, PRD, 2003

- D'une forme générale, la relation entre les perturbations de la pression et de la densité est donnée par,

$$\delta p = c_s^2 \delta \rho_\phi + 3 \frac{aH}{k^2} (c_s^2 - c_a^2) \rho_\phi \mathcal{V},$$

$$c_a^2 = \frac{\dot{p}_\phi}{\rho_\phi},$$

$$\delta \rho_\phi = \delta T_0^0,$$

$$\delta p_\phi = -\frac{1}{3} \delta T_k^k,$$

$$\rho_\phi \mathcal{V} = ik T_0^i.$$

Le problème de la vitesse du son

Le champ canonique

- En utilisant l'expression précédente pour le champ de quintessence,

$$c_s^2 = 1.$$

- Cela est valable toujours, pour n'importe quel potentiel : un champ scalaire avec auto-interaction canonique, ne peut pas représenter la matière noire.

La théorie de Rastall

P. Rastall, PRD, 1972

- En 1972, P. Rastall a proposée une modification de la Relativité Générale. Cette modification est basée sur les équations suivantes:

$$R_{\mu\nu} - \frac{\lambda}{2}g_{\mu\nu}R = \kappa T_{\mu\nu},$$
$$T^{\mu\nu}{}_{;\mu} = \frac{1-\lambda}{2\kappa}R^{;\nu}.$$

- L'argument de Rastall: la loi usuelle de la conservation du tenseur d'impulsion-énergie a été testé uniquement dans le cadre de la Relativité Restreinte.
- Si $\lambda = 1$ on retrouve la théorie de la Relativité Générale.

La théorie de Rastall

Équations

- Les équations de Rastall peuvent être re-écrites comme :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \kappa \left\{ T_{\mu\nu} - \frac{\gamma-1}{2}g_{\mu\nu}T \right\},$$

$$T^{\mu\nu}{}_{;\mu} = \frac{\gamma-1}{2}T^{;\nu}.$$

- Maintenant,

$$\gamma = \frac{3\lambda - 2}{2\lambda - 1}.$$

- Remarquez que $\lambda = 1$ implique $\gamma = 1$.

La théorie de Rastall

Pression effective

- Un fluide avec pression nulle dans la théorie de Rastall equivaut à un fluide en Relativité Générale avec le paramètre d'équation d'état donné par

$$\omega_{eff} = \frac{\gamma - 1}{3 - \gamma}.$$

- Ainsi, un fluide de pression nulle peut avoir un comportement effectif typique de l'énergie noire.

La théorie de Rastall

Analyse Perturbative: C.E.M. Batista, J.C. Fabris et M. Hamani, Il Nuovo Cimento, 2010

- Considérons un modèle hybride avec deux fluides :

$$R_{\mu\nu} = \kappa \left\{ T_{\mu\nu}^x - \frac{2-\gamma}{2} g_{\mu\nu} T^x \right\} + \kappa \left\{ T_{\mu\nu}^m - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T^m \right\},$$

$$T_{x \ ;\mu}^{\mu\nu} = \frac{\gamma-1}{2} T_{x \ ;\nu}^{\nu},$$

$$T_{m \ ;\mu}^{\mu\nu} = 0.$$

La théorie de Rastall

Analyse perturbative

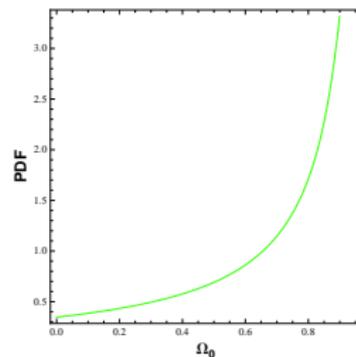
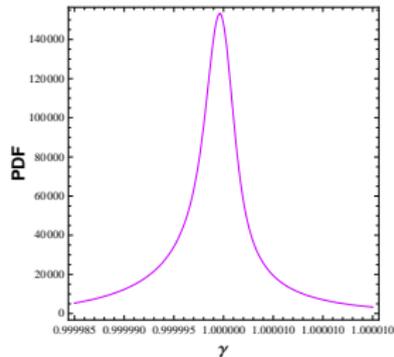
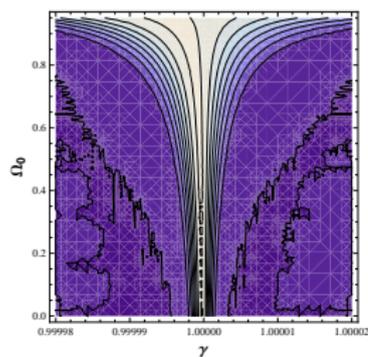
■ Equations perturbées :

$$\begin{aligned}\ddot{\delta}_m + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\delta}_m &= \frac{3}{2}\gamma\Omega_{x0}a^{-\frac{6}{3-\gamma}}\delta_x + \frac{3}{2}\Omega_0a^{-3}\delta_m, \\ \dot{\delta}_x &= -\frac{2}{3-\gamma}(\theta_x - \dot{\delta}_m), \\ \dot{\theta}_x + \frac{9-5\gamma}{3-\gamma}\frac{\dot{a}}{a}\theta_x &= -\frac{1-\gamma}{2}k^2\frac{\delta_x}{a^2}, \\ \delta_m &= \frac{h}{2}.\end{aligned}$$

■ Définitions:

$$\delta_x = \frac{\delta\rho_x}{\rho_x}, \quad \delta_m = \frac{\delta\rho_m}{\rho_m}, \quad \theta = \partial_k\delta u_k, \quad h = \frac{\sum_{k=1}^3 h_{kk}}{a^2}.$$

Análise perturbativa



Formulation scalaire de la théorie de Rastall

Les équations

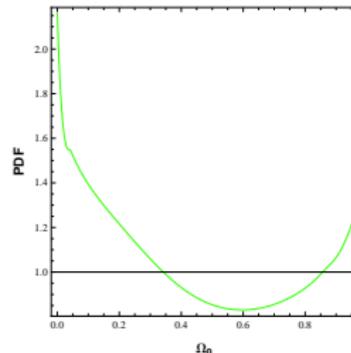
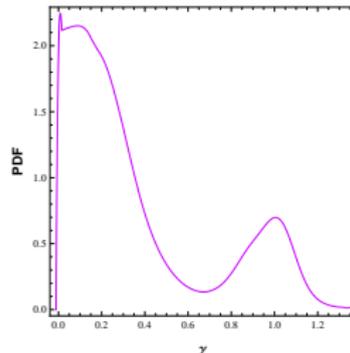
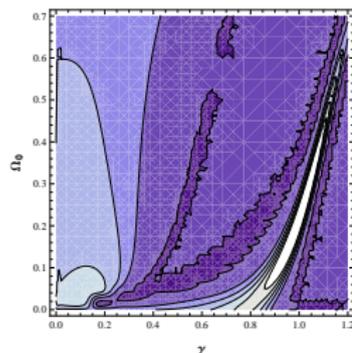
- Considérons que le fluide de Rastall soit représenté par un champ scalaire :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \phi_{;\mu}\phi_{;\nu} - \frac{2-\gamma}{2}g_{\mu\nu}\phi_{;\rho}\phi^{;\rho} + g_{\mu\nu}(3-2\gamma)V(\phi)$$

$$\square\phi + (3-2\gamma)V_{\phi} = (1-\gamma)\frac{\phi^{;\rho}\phi^{;\sigma}\phi_{;\rho;\sigma}}{\phi_{;\alpha}\phi^{;\alpha}}$$

- Ce "champ scalaire de Rastall obéit une équation de Klein-Gordon" modifiée.

Formulation scalaire de la théorie de Rastall



- En utilisant l'expression pour la vitesse du son, on obtient pour le cas de Rastall :

$$c_2^2 = \frac{2 - \gamma}{\gamma}.$$

- La vitesse du son est nulle pour le champ scalaire de Rastall si $\gamma = 2$.

Un nouveau modèle d'unification

C. Gao, M. Kunz, A.R. Liddle, D. Parkinson, PRD, 2010.

- Si $\gamma = 2$, les équations s'écrivent,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \phi_{;\mu}\phi_{;\nu} + g_{\mu\nu}V(\phi),$$
$$\square\phi + V_\phi = -\frac{\phi^{;\rho}\phi^{;\sigma}\phi_{;\rho;\sigma}}{\phi_{;\alpha}\phi^{;\alpha}}.$$

- Ceci équivaut à,

$$R_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu}.$$

- Einstein 1914 (J. Eisenstaedt, communication privée)!

Un nouveau modèle d'unification

Énergie et pression

- Relations pour la densité d'énergie et pour la pression:

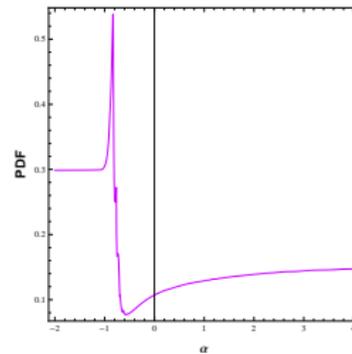
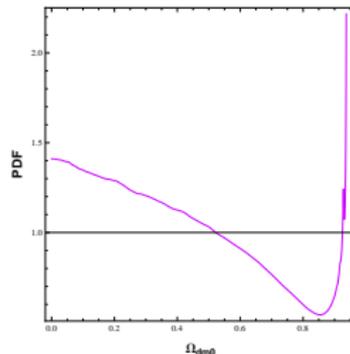
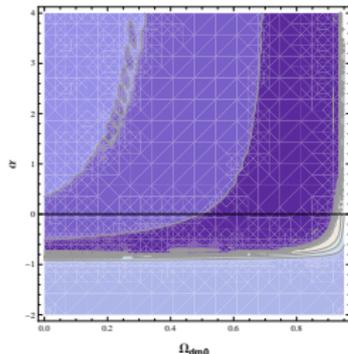
$$\rho_\phi = \dot{\phi}^2 + V(\phi),$$

$$p_\phi = -V(\phi).$$

- La vitesse du son est indépendante du potentiel choisi.

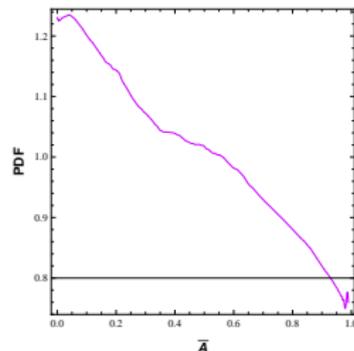
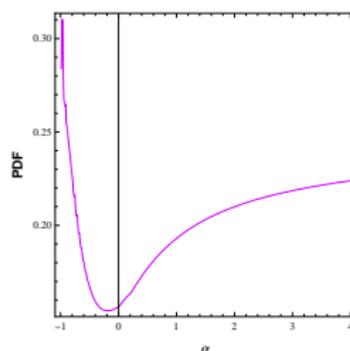
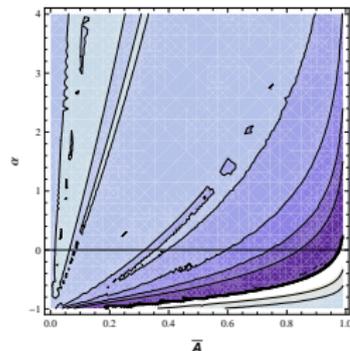
Un nouveau modèle d'unification

Analyse perturbative



Un nouveau modèle d'unification

Analyse perturbative



Un nouveau modèle d'unification

Chamaleon déguisé?

- Cette formulation de la théorie de Rastall peut être une théorie du genre chamaleon?
- La théorie de Brans-Dicke avec matière sans pression et un potentiel:

$$\ddot{\phi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} = -V_{\phi} + \frac{8\pi G}{3+2\omega}\rho.$$

- Avec la transformation conforme $a = e^{-k\phi}b$, $dt = e^{-k\phi}d\tau$, le potentiel effectif est,

$$V^{ef}(\phi) = \rho e^{-2k\phi} - V(\phi).$$

- La masse effective du champ scalaire dépend de la densité de matière.
- C'est une structure différente de celle de Rastall.

Un nouveau modèle d'unification

Galileons?

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_4 &= (\square\pi)^2 (\pi_{;\mu} \pi^{;\mu}) - 2(\square\pi) (\pi_{;\mu} \pi^{;\mu\nu} \pi_{;\nu}) \\
 &\quad - (\pi_{;\mu\nu} \pi^{;\mu\nu}) (\pi_{;\rho} \pi^{;\rho}) + 2 (\pi_{;\mu} \pi^{;\mu\nu} \pi_{;\nu\rho} \pi^{;\rho}), \\
 \mathcal{L}_5 &= (\square\pi)^3 (\pi_{;\mu} \pi^{;\mu}) - 3(\square\pi)^2 (\pi_{;\mu} \pi^{;\mu\nu} \pi_{;\nu}) - 3(\square\pi) (\pi_{;\mu\nu} \pi^{;\mu\nu}) (\pi_{;\rho} \pi^{;\rho}) \\
 &\quad + 6(\square\pi) (\pi_{;\mu} \pi^{;\mu\nu} \pi_{;\nu\rho} \pi^{;\rho}) + 2 (\pi_{;\mu}{}^\nu \pi_{;\nu}{}^\rho \pi_{;\rho}{}^\mu) (\pi_{;\lambda} \pi^{;\lambda}) \\
 &\quad + 3 (\pi_{;\mu\nu} \pi^{;\mu\nu}) (\pi_{;\rho} \pi^{;\rho\lambda} \pi_{;\lambda}) - 6 (\pi_{;\mu} \pi^{;\mu\nu} \pi_{;\nu\rho} \pi^{;\rho\lambda} \pi_{;\lambda}),
 \end{aligned}$$

Conclusions

- Les modèles usuels d'unification sont en difficultés.
- Peut être il y a une bonne raison pour revivre la théorie de Rastall.
- Cette théorie peut être le "salut" des modèles d'unification?
- Urgent: vérifier le comportement de la théorie de Rastall pour l'effet Sachs-Wolfe intégré.