

# Modèles de matière noire supersymétrique: gravitino, neutralino, sneutrino et extra-dimension

David Gherson

Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules (Montpellier)

14/03/2008

# Cosmologie

- Distribution de matière et d'énergie homogène et isotrope :  
métrique de RW

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - k r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right]$$

- Equation de Friedman :

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3} \rho$$

- $\Omega = \rho / \rho_c$  ;  $H = \frac{\dot{a}}{a}$  ;  $\rho_c = \frac{3 H^2}{8\pi G}$  Friedman :

$$\frac{k}{H^2 a^2} = \frac{\rho}{\rho_c} = \Omega - 1$$

- Univers plat pour  $k = 0$  : c'est le cas aujourd'hui et après l'inflation.
- Après le Big-Bang et durant 300 000 ans : Densité d'énergie de l'Univers dominée par la radiation.

# Inflation

- Dilatation supra lumineuse de l'espace.
- Modèle : champ scalaire dont la densité d'énergie potentielle reste constante pendant un certain temps (slow-roll) : cette énergie du vide domine la densité d'énergie de l'Univers.
- Provoque une expansion formidable (cf Friedman :  $H^2$  constant implique  $a(t) \propto \exp H\Delta t$  (On pose  $N = H\Delta t$ ))
- Après cette expansion, tout est dilué. Puis le champ inflationnaire se désintègre en champs plus légers : augmentation de l'entropie. L'Univers se réchauffe : c'est le Reheating.

# Motivations

- Dilution de reliques inobservées ou indésirables (ex : gravitino)
- Explique la platitude de l'Univers ( $k=0$ ) : en effet, dans Friedman, le terme  $\frac{k}{a^2}$  devient négligeable.
- Résout le problème de l'horizon pour  $N > 55$ .
- Fluctuations quantiques du champ inflationnaire : explique les fluctuations de densité.

# Matière noire, énergie noire

- 25 % de matière noire. Si R-parité conservée, la particule supersymétrique la plus légère est stable. Plusieurs candidats dans le cadre des théories supersymétriques : neutralinos, gravitinos, axinos, sneutrinos. . .
- 70 % d'énergie noire : provoque l'accélération de l'Univers. Constante cosmologique ou quintessence.

# Supersymétrie

- La supersymétrie associe aux bosons des fermions et aux fermions des bosons.
- Extension de l'algèbre de Poincaré.
- Permet de résoudre le problème de la hiérarchie.
- Fournit un candidat pour la matière noire (Lightest Supersymmetric Particle) par la conservation de la R-parité.
- Permet une unification des couplages de jauge.

# Supergravité

- La supergravité est la supersymétrie locale.
- Rendre locale les transformations de supersymétrie donne la supergravité. La gravité apparaît naturellement car l'algèbre de la supersymétrie contient les transformations de Poincaré donc les transformations d'espace-temps.
- La supergravité : théorie non renormalisable. Remise «au goût du jour» comme théorie effective des théories de supercordes.
- Couple graviton (spin 2) / gravitino (spin 3/2)
- Le gravitino est la particule de jauge de la symétrie de jauge appelée supersymétrie.

# Le gravitino

$$\psi^\mu = \begin{pmatrix} \psi_1^\mu \\ \psi_2^\mu \\ \psi_3^\mu \\ \psi_4^\mu \end{pmatrix}$$

- Le gravitino est un vecteur de Lorentz. Chacune des composantes peut être décrite par un spineur de Dirac.
- Il possède 8 degrés de liberté car il doit vérifier les équations de Rarita-Schwinger :

$$\begin{aligned} \gamma^\mu \psi_\mu &= 0, \\ (i \not{\partial} - m_{3/2}) \psi_\mu &= 0. \end{aligned}$$



## Termes pertinents d'interaction

Couplage du gravitino avec le supercourant :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\psi J} = & -\frac{1}{\sqrt{2}M}\tilde{\mathcal{D}}_\nu\phi^{*i}\bar{\psi}_\mu\gamma^\nu\gamma^\mu\chi_R^i - \frac{1}{\sqrt{2}M}\tilde{\mathcal{D}}_\nu\phi^i\bar{\chi}_L^i\gamma^\mu\gamma^\nu\psi_\mu \\ & -\frac{i}{8M}\bar{\psi}_\mu[\gamma^\nu,\gamma^\rho]\gamma^\mu\lambda^{(a)}F_{\nu\rho}^{(a)}.\end{aligned}$$

Les indices  $i, j, \dots$  représentent les espèces des multiplets chiraux et  $(a), (b), \dots$  sont les indices pour la représentation adjointe des groupes de jauge.

$M$  est la masse de Planck réduite.

# Le gravitino et ses ennuis avec la cosmologie

- Si le gravitino n'est pas le LSP : sa durée de vie est longue (d'une seconde à  $10^8$  secondes pour des masses de 20 TeV à 200 GeV).
- Conséquences : perturbe la nucléosynthèse primordiale qui commence entre  $t > 10^{-2}$  seconde et 1 seconde.
- Contrainte sur la masse et l'abondance des gravitinos.
- Contrainte sur la température de reheating car l'abondance des gravitinos est pratiquement proportionnelle à cette température. Entre  $10^5$  GeV et  $10^8$  GeV .
- Or la Baryogenèse via Leptogenèse nécessite une température de reheating  $> 10^8$  GeV..

## Les processus

Gravitinos produits par collisions inélastiques dans le bain thermique après l'Inflation.

$$A : g^a + g^b \longrightarrow \tilde{g}^c + G$$

$$B : g^a + \tilde{g}^b \longrightarrow g^c + G$$

$$C : g^a + \tilde{q}_i \longrightarrow q_j + G$$

$$D : g^a + q_i \longrightarrow \tilde{q}_j + G$$

$$E : q_i + \tilde{q}_j \longrightarrow g^a + G$$

$$F : \tilde{g}^a + \tilde{g}^b \longrightarrow \tilde{g}^c + G$$

$$G : \tilde{g}^a + q_i \longrightarrow q_j + G$$

$$H : \tilde{g}^a + \tilde{q}_i \longrightarrow \tilde{g}^c + G$$

$$I : q_i + q_j \longrightarrow \tilde{g}^a + G$$

$$J : \tilde{q}_i + \tilde{q}_j \longrightarrow \tilde{g}^a + G$$

## Sections efficaces différentielles

|   | processus $i$                                                           | $ \mathcal{M}_i ^2 / \frac{g^2}{M^2} \left(1 + \frac{m_{\tilde{g}}^2}{3m_G^2}\right)$ |
|---|-------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------|
| A | $g^a + g^b \rightarrow \tilde{g}^c + \tilde{G}$                         | $4(s + 2t + 2\frac{t^2}{s}) f^{abc} ^2$                                               |
| B | $g^a + \tilde{g}^b \rightarrow g^c + \tilde{G}$                         | $-4(t + 2s + 2\frac{s^2}{t}) f^{abc} ^2$                                              |
| C | $\tilde{q}_i + g^a \rightarrow q_j + \tilde{G}$                         | $2s T_{ji}^a ^2$                                                                      |
| D | $g^a + q_i \rightarrow \tilde{q}_j + \tilde{G}$                         | $-2t T_{ji}^a ^2$                                                                     |
| E | $\tilde{\tilde{q}}_i + q_j \rightarrow g^a + \tilde{G}$                 | $-2t T_{ji}^a ^2$                                                                     |
| F | $\tilde{g}^a + \tilde{g}^b \rightarrow \tilde{g}^c + \tilde{G}$         | $-8\frac{(s^2 + st + t^2)^2}{st(s+t)} f^{abc} ^2$                                     |
| G | $q_i + \tilde{g}^a \rightarrow q_j + \tilde{G}$                         | $-4(s + \frac{s^2}{t}) T_{ji}^a ^2$                                                   |
| H | $\tilde{q}_i + \tilde{g}^a \rightarrow \tilde{q}_j + \tilde{G}$         | $-2(t + 2s + 2\frac{s^2}{t}) T_{ji}^a ^2$                                             |
| I | $q_i + \bar{q}_j \rightarrow \tilde{g}^a + \tilde{G}$                   | $-4(t + \frac{t^2}{s}) T_{ji}^a ^2$                                                   |
| J | $\tilde{q}_i + \tilde{\tilde{q}}_j \rightarrow \tilde{g}^a + \tilde{G}$ | $2(s + 2t + 2\frac{t^2}{s}) T_{ji}^a ^2$                                              |

## L'équation de Boltzmann pour les gravitinos

$$\frac{dn_{3/2}}{dt} + 3Hn_{3/2} = \langle \sigma_{\text{tot}} v_{\text{rel}} \rangle n_{\text{rad}}^2 = C_G$$

L'entropie est conservée dans un «comoving volume» pour  $T$  plus bas que  $T_R$ . On pose :

$$Y_{3/2} \equiv \frac{n_{3/2}}{s}$$

où  $s$  est la densité d'entropie

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_{*S} T^3$$

On obtient :

$$s \frac{dY}{dt} = C_G = \langle \sigma_{\text{tot}} v_{\text{rel}} \rangle n_{\text{rad}}^2$$

En utilisant :

$$t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{90M^2}{g_* \pi^2}} T^{-2}.$$

En utilisant aussi la relation suivante :

$$H = \sqrt{\frac{g_* \pi^2}{90M^2}} T^2$$

On obtient :

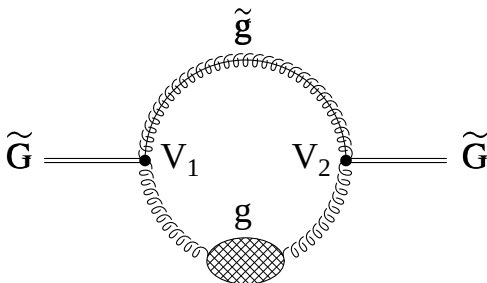
$$Y_{3/2} = \frac{45\zeta(3)}{2\pi^4} \left[ \frac{\langle \sigma_{\text{tot}} v_{\text{rel}} \rangle n_{\text{rad}}}{g_* S H} \right]_{T=T_R}.$$

$$C_G(T) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} n_F(E) \left( \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{soft}}(E) + \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{hard}}(E) \right)$$

On calcule la self energie. Théorème optique. La partie dite «soft» : pour les boucles d'impulsion  $< k_{\text{cut}}$  et la partie dite «hard» : pour les boucles d'impulsion  $> k_{\text{cut}}$ . La somme élimine les termes dépendants de la coupure  $k_{\text{cut}}$ .

Pour la partie soft : une masse thermique est donnée au gluon et on calcule la self-énergie de laquelle on tire le taux de production soft.

Pour la partie hard : le calcul se fait à partir des processus  $2 \rightarrow 2$  avec la coupure  $k_{\text{cut}}$  sur les impulsions.



**FIG.:** Boucle Gluon-gluino. Contribution principale à la self-energie du gravitino ; le blob sur la ligne du gluon représente le propagateur re-sommé du gluon en tenant compte des effets thermiques.

Les termes  $m_{\tilde{q}}^2/T^2$  sont négligeables par rapport aux termes  $m_{\tilde{g}}/T$ .



## Partie Soft

$$\Gamma_{\tilde{G}}^{\text{soft}}(E) = \left(1 + \frac{m_{\tilde{g}}^2}{3m_{\tilde{G}}^2}\right) 3 \frac{(N^2 - 1)m_g^2 T}{4\pi M^2} \left[ \ln \left( \frac{k_{\text{cut}}^2}{m_g^2} \right) - 1.379 \right].$$

Avec :

$$m_g^2 = \frac{g^2 T^2}{6} (N + n_f)$$

# Partie Soft

$$\begin{aligned}
 C_G^{\text{soft}}(T) &= \int 4\pi E^2 \frac{dE}{(2\pi)^3} n_F(E) \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{soft}} \\
 &= \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{soft}} \int 4\pi E^2 \frac{dE}{(2\pi)^3} n_F(E) \\
 &= \frac{3}{2} \zeta(3) \frac{1}{2\pi^2} T^3 \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{soft}}
 \end{aligned}$$

## Partie Hard

$$\begin{aligned}
 C_G^{\text{hard}}(T) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} n_F(E) \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{hard}}(E) \\
 &= \left( 1 + \frac{m_{\tilde{g}}^2}{3m_{\tilde{G}}^2} \right) \frac{3\zeta(3)g^2(N^2 - 1)T^6}{32\pi^3 M^2} \\
 &\times \left\{ (N + n_f) \left[ \ln \left( \frac{T^2}{k_{\text{cut}}^2} \right) + 1.7014 \right] + 0.5781 n_f \right\},
 \end{aligned}$$

## Résultat pour $C_G$

$$\begin{aligned}
 C_{\tilde{G}}(T) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} n_F(E) \left( \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{soft}}(E) + \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{hard}}(E) \right) \\
 &= \left( 1 + \frac{m_{\tilde{g}}^2}{3m_{\tilde{G}}^2} \right) \frac{3\zeta(3)g^2(N^2 - 1)T^6}{32\pi^3 M^2} \\
 &\quad \left\{ \left[ \ln \left( \frac{T^2}{m_{\tilde{g}}^2} \right) + 0.3224 \right] (N + n_f) + 0.5781n_f \right\}.
 \end{aligned}$$

# Abondance

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\text{tot}} v_{\text{rel}} \rangle &= \left[ 1 + \left( \frac{m_{\tilde{g}}^2}{3m_{3/2}^2} \right) \right] \frac{3g^2(N^2 - 1)}{32\pi M^2} \\ &\times \frac{\pi^2}{\zeta(3)} \left\{ \left[ \ln(T^2/m_{g,\text{th}}^2) + 0.3224 \right] (N + n_f) + 0.5781n_f \right\} \end{aligned}$$

# Abondance

$$Y_{3/2} \simeq 1.9 \times 10^{-12} \times \left( \frac{T_R}{10^{10} \text{ GeV}} \right) \left[ 1 + 0.045 \ln \left( \frac{T_R}{10^{10} \text{ GeV}} \right) \right] \left[ 1 - 0.028 \ln \left( \frac{T_R}{10^{10} \text{ GeV}} \right) \right].$$

# Terme de collision pour des masses non négligeables

$$C_G(T) = \int_m \frac{4\pi}{(2\pi)^3} E^2 \sqrt{1 - \frac{m^2}{E^2}} n_F(E) dE \left( \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{soft}}(E) + \Gamma_{\tilde{G}}^{\text{hard}}(E) \right)$$

## Approximation : cas d'une tour de Kaluza-Klein

$$Y_{3/2}^k = Y_{3/2}^0, \quad \text{pour } M^k \leq T_R \quad \text{et}$$
$$Y_{3/2}^k = 0, \quad \text{pour } M^k > T_R$$



# Le modèle

- Supergravité à 5 dim avec champs de supergravité dans le bulk. Graviphoton pas pris en compte.
- Vue de 4 d, présence d'excitations de KK.
- Dimension compacte de géométrie  $S^1/Z_2$ . Deux points fixes : membranes. Matière et champs de jauge sur une membrane.
- Membranes sans tension. Pas de constante cosmologique. Equation de Friedmann usuelle car on suppose le radion stabilisé (car sinon  $H \propto \rho$ !).
- Choix de  $T_R > 10^5$  GeV.

# Le modèle

- Neutralino le plus léger : LSP. Neutralino : matière noire.
- Un gravitino de Kaluza-Klein donne en bout de chaîne de désintégration au moins un neutralino.
- Le mode le plus léger ou mode 0 a une masse calculée pour éviter de perturber la BBN.
- Cette masse est 26,4 TeV. Cette masse de gravitino nous place dans un scénario de brisure de susy médiée par les anomalies ou hybride : anomalies + Scherk-Schwarz.

## Le modèle

- La matière noire : composée d'une quantité thermique et d'une quantité non thermique provenant de la désintégration de gravitinos.
- On fixe la quantité thermique et on calcule la quantité non thermique qu'il faut pour compléter.
- On ne compte que les modes de gravitinos qui se désintègrent après le découplage thermique du neutralino (freeze-out) car les modes de gravitino plus lourds qui se désintègrent tant que le neutralino est à l'équilibre thermique n'accroissent pas la quantité de neutralinos. Seconde coupure sur la tour de Kaluza-Klein après celle fournie par l'abondance.

# Le modèle

- La quantité non thermique de neutralinos dépend du nombre de modes pris en compte qui dépend du rayon de la dimension supplémentaire. Elle dépend aussi de la température  $T_R$  de reheating par le biais de l'abondance de chaque mode.
- Conséquence : courbes de contraintes entre  $R^{-1}$  et  $T_R$ .

## Pourquoi 5D ?

- Dualité entre les 5 théories de supercordes (10 d).
- Implique l'existence d'une théorie à 11d à couplage fort : la M-théorie.
- Sa version effective basse énergie : supergravité 11d : deux membranes 10 d et une dimension compacte entre.
- 11 ème dimension plus grande que les autres pour unification des 4 forces.
- Implique qu'à un stade énergétique intermédiaire, l'Univers apparaisse comme deux membranes à 4 d séparée par 1 dimension compacte.
- Cadre géométrique pour la brisure de susy.
  - Brisure de susy nécessite un secteur caché pour donner une masse au jauginos : secteur caché : membrane miroir.

# Supergravité à 5 D

- $M_4^2 = \pi R M_5^3$
- $R = \frac{r}{M_5}$  rayon physique
- $r$  est une constante indéterminée et  $M_5 = \kappa^{-1}$ .
- Deux membranes localisées en  $x^5 = 0$  et  $x^5 = \pi\kappa$ .
- Dans notre modèle, les champs de matière et de jauge vivent sur la brane : pas de dépendance en  $x^5$ .
- Deux gravitinos ( $N = 2$ ) dans le formalisme à 4D : l'un pair sous  $Z_2$ , l'autre impair.
- $N = 2$  brisée en  $N = 1$  sur les membranes.

# Supergravité à 5 D

Pour le champ pair :

$$\psi_{\mu}^{\text{even}}(x^{\lambda}, x^5) = \frac{1}{\sqrt{\pi r}} \times \left[ \psi_{0,\mu}^{\text{even}}(x^{\lambda}) + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{n,\mu}^{\text{even}}(x^{\lambda}) \cos(nM_5 x^5) \right]$$

et pour le champ impair :

$$\psi_{\mu}^{\text{odd}}(x^{\lambda}, x^5) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi r}} \sum_{n=1}^{\infty} \psi_{n,\mu}^{\text{odd}}(x^{\lambda}) \sin(nM_5 x^5)$$

# L'action

$$\begin{aligned}
 S = \kappa \int d^4x \int_{-\pi\kappa}^{\pi\kappa} dx^5 \delta(x^5) & \left( -\frac{1}{\sqrt{2}} eg_{ij*} \tilde{D}_\nu \phi^{*j} \chi^i \sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \psi_\mu(x^\lambda, x^5) \right. \\
 & \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} eg_{ij*} \tilde{D}_\nu \phi^i \bar{\chi}^j \bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu \bar{\psi}_\mu(x^\lambda, x^5) \right. \\
 & \left. - \frac{i}{2} e \left( \psi_\mu(x^\lambda, x^5) \sigma^{\nu\rho} \sigma^\mu \bar{\lambda}_{(a)} + \bar{\psi}_\mu(x^\lambda, x^5) \bar{\sigma}^{\nu\rho} \bar{\sigma}^\mu \lambda_{(a)} \right) F_{\nu\rho}^{(a)} \right)
 \end{aligned}$$



# Le Lagrangien à 4D

On redéfinit les champs :

$$\psi_{n,\mu} = \frac{\psi_{n,\mu}^{\text{even}} + \psi_{n,\mu}^{\text{odd}}}{\sqrt{2}}, \text{ pour } n > 0$$

$$\psi_{0,\mu} = \psi_{0,\mu}^{\text{even}}$$

# Le Lagrangien à 4D

On intègre sur la cinquième dimension, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{interKK}^{4d} = & \sum_{n=0}^{\infty} \left( -\frac{1}{\sqrt{2}M} eg_{ij*} \tilde{D}_{\nu} \phi^{*j} \chi^i \sigma^{\mu} \bar{\sigma}^{\nu} \psi_{n,\mu} \right. \\ & \left. -\frac{1}{\sqrt{2}M} eg_{ij*} \tilde{D}_{\nu} \phi^i \bar{\chi}^j \bar{\sigma}^{\mu} \sigma^{\nu} \bar{\psi}_{n,\mu} \right. \\ & \left. -\frac{i}{2M} e \left( \psi_{n,\mu} \sigma^{\nu\lambda} \sigma^{\mu} \bar{\lambda}_{(a)} + \bar{\psi}_{n,\mu} \bar{\sigma}^{\nu\lambda} \bar{\sigma}^{\mu} \lambda_{(a)} \right) F_{\nu\lambda}^{(a)} \right) \end{aligned}$$

Pour les masses des modes KK :

$$M_n = M_0 + \frac{n}{R}$$

# Abondance des KK modes

$$\begin{aligned}
 Y_{3/2}^0 &\simeq 1.9 \times 10^{-12} \\
 &\times \left( \frac{T_R}{10^{10} \text{ GeV}} \right) \left[ 1 + 0.045 \ln \left( \frac{T_R}{10^{10} \text{ GeV}} \right) \right] \\
 &\times \left[ 1 - 0.028 \ln \left( \frac{T_R}{10^{10} \text{ GeV}} \right) \right].
 \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 Y_{3/2}^k &= Y_{3/2}^0, \quad \text{pour } M^k \leq T_R \quad \text{et} \\
 Y_{3/2}^k &= 0, \quad \text{pour } M^k > T_R
 \end{aligned}$$

## Temps de vie

Pour des gravitinos lourds (de masse supérieures à 10 TeV), désintégrations principales ( $Bh > 0.8$ ) en paires squark-quark et gluon-gluino. En bout de chaîne, un gravitino donne au moins un neutralino. Vérification faite qu'il n'y en a pas moins : co-annihilation des neutralinos produits négligeable (voir partie résultats). Un gravitino produit un neutralino : contrainte minimale sur la dimension supplémentaire.

$$\tau_k = 1.4 \cdot 10^7 \times \left( \frac{M_k}{100 \text{ GeV}} \right)^{-3} \text{ Sec}$$

On vérifie que  $\rho_{rad}(T_k) \gg \rho_G(T_k)$  et donc que l'entropie n'augmente pas :

$$\frac{\pi^2}{30} T_k \gg \frac{2\pi}{45} M^k Y_{3/2}$$

- La densité de matière noire est :

$$0.106 < \Omega h^2 < 0.123,$$

avec une valeur centrale de 0.114

- La densité thermique en fonction de la masse et de  $x_f = m_{Lsp}/T_f$  :

$$\Omega_{th} h^2 = 3.61 \cdot 10^6 \frac{m_{Lsp}}{1\text{GeV}} x_f^2 e^{-x_f}$$

# Neutralinos

- On a deux contributions :

$$0.106 \leq \Omega_{th} h^2 + \Delta\Omega h^2 \leq 0.123$$

- Le dernier mode de gravitino  $\bar{n}$  pris en compte se désintègre à  $T_f$ . On a :

$$\Delta\Omega h^2 = \frac{m_{lsp} s_0 h^2}{\rho_c} \sum_{k=0}^{k=\bar{n}} Y_{3/2}^k$$

# Valeurs numériques

On calcule la masse du mode 0 pour une désintégration à  $T = 1 \text{ MeV}$  :  $M_0 = 26.4 \text{ TeV}$ .

| Cases  | $x_f$ | $T_f(\text{GeV})$ | $\Omega_{th} h^2$ | $(\Delta\Omega_{th} h^2)_{min}$ | $(\Delta\Omega_{th} h^2)_{max}$ | $M_{\tilde{n}}(\text{GeV})$ |
|--------|-------|-------------------|-------------------|---------------------------------|---------------------------------|-----------------------------|
| Case 1 | 28.78 | 4.17              | 0.114             | -                               | 0.009                           | $9.84 \times 10^6$          |
| Case 2 | 29.60 | 4.05              | 0.053             | 0.053                           | 0.070                           | $9.66 \times 10^6$          |
| Case 3 | 30.42 | 3.94              | 0.025             | 0.081                           | 0.098                           | $9.48 \times 10^6$          |

**TAB.:** Les trois cas numériques pour  $m_{lsp} = 120 \text{ GeV}$

# Equations de contraintes

- Premier cas :

$$T_R \geq M^{\text{Pl}}$$

alors d'après la règle sur l'abondance  $Y_{3/2}^k = Y_{3/2}^0$

- On obtient :

$$\Delta\Omega h^2 = \frac{m_{\text{Lsp}} (\bar{n} + 1) Y_{3/2}^0 s_0 h^2}{\rho_c}$$

- Or

$$\bar{n} = \frac{M^{\bar{n}} - M^0}{R^{-1}}$$



# Equation de contraintes

- On obtient finalement :

$$R^{-1} = \left( M^{\tilde{n}} - M^0 \right) \times \left( I \left[ \Delta\Omega h^2 \frac{\rho_c}{m_{\text{LSP}} s_0 h^2} \frac{1}{1.9 \times 10^{-12} \times \frac{T_R}{10^{10}} \left[ 1 + 0.045 \ln \left( \frac{T_R}{10^{10}} \right) \right] \left[ 1 - 0.028 \ln \left( \frac{T_R}{10^{10}} \right) \right]} \right] - 1 \right)^{-1}$$

- Deuxième cas :  $T_R < M^{\tilde{n}}$  : la masse du dernier mode pris en compte est donc d'après la règle sur l'abondance :  $T_R$ .
- Dans l'équation au-dessus , on remplace  $M^{\tilde{n}}$  par  $T_R$ .

# KK Gravitons

- Masses :

$$m_k = \frac{k}{R}$$

- Abondance :

$$Y_m = \frac{1485}{256\pi^5 M g^{*1/2} g_S^*} m \int_{m/T_R}^{\infty} x^3 K_1(x) dx$$

- Temps de vie :

$$\tau = 3.310 \times \frac{\pi M^2}{m^3} \text{ GeV}^{-1}$$

# KK gravitons

- Densité :

$$\Omega h^2 \approx 5.52 \cdot 10^{-14} \frac{n(1+n)(1+2n)}{R^2}$$

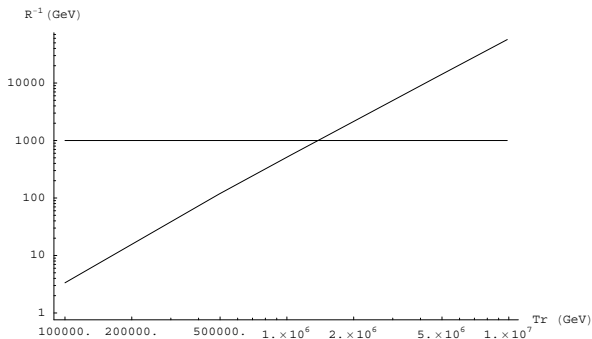
- Pour  $R^{-1} \geq 1$  TeV, on a vérifié que la BBN n'était pas perturbée avec les courbes fournies par Jedamzik (2006).

# Température de reheating maximum (cas $m_{LSP} = 120$ GeV)

| cas 1                 | cas 2                    | cas 3                    |
|-----------------------|--------------------------|--------------------------|
| $1.45 \cdot 10^9$ GeV | $1.09 \cdot 10^{10}$ GeV | $1.52 \cdot 10^{10}$ GeV |

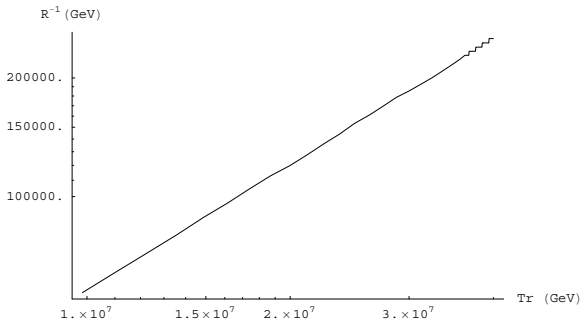
**TAB.:** *Température de reheating maximum autorisée*

# Cas 1. $m_{Lsp} = 120$ GeV



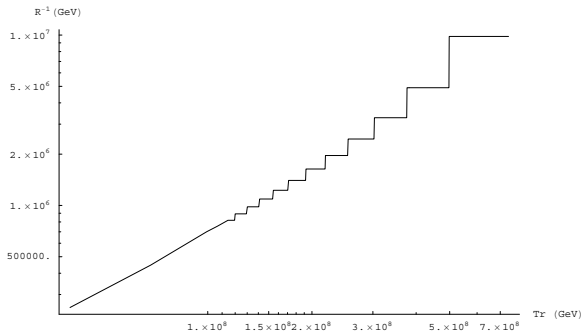
**FIG.:** Cas 1.  $T_R$  plus petit que  $9.8 \cdot 10^6$  GeV. La zone exclue est sous la courbe diagonale et sous la droite  $R^{-1} = 1$  TeV.

# Cas 1. $m_{Lsp} = 120 \text{ GeV}$



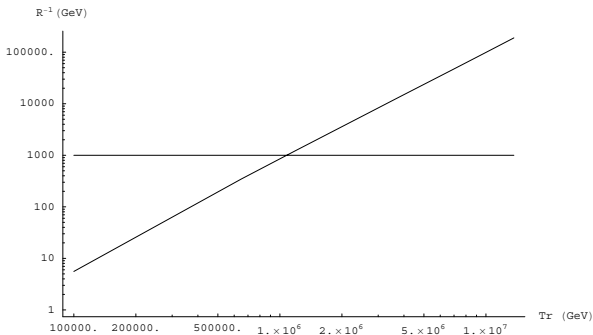
**FIG.:** Cas 1.  $9.8 \cdot 10^6 \text{ GeV} \leq T_R \leq 4 \cdot 10^7 \text{ GeV}$ . La zone exclue est sous la courbe.

# Cas 1. $m_{Lsp} = 120 \text{ GeV}$



**FIG.:** Cas 1.  $4 \cdot 10^7 \text{ GeV} \leq T_R \leq 7.4 \cdot 10^8 \text{ GeV}$ . La zone exclue est sous la courbe.

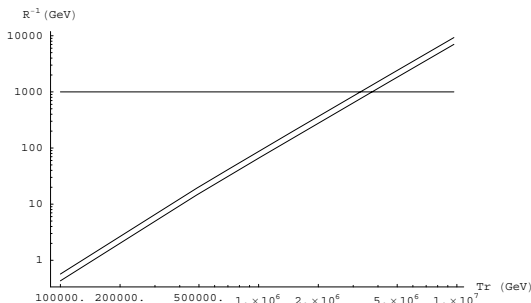
## Cas 1. $m_{Lsp} = 200$ GeV



**FIG.:** Cas 1 pour  $m_{Lsp} = 200$  GeV.  $T_R \leq 1.4 \cdot 10^7$  GeV. La zone exclue est sous la courbe et sous la droite  $R^{-1} = 1$  TeV.

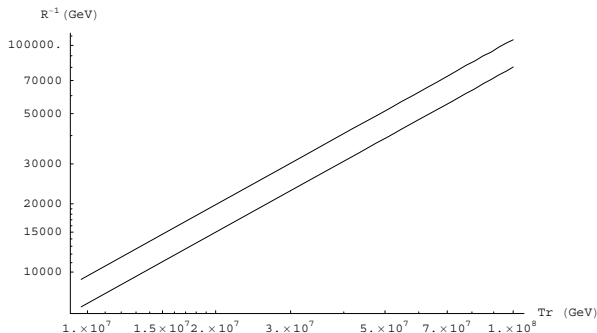


## Cas 2. $m_{Lsp} = 120 \text{ GeV}$

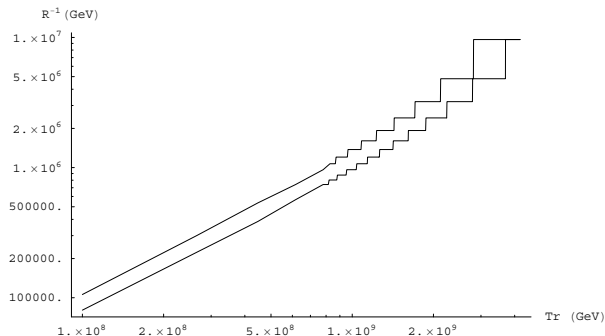


**FIG.:** Cas 2.  $T_R$  plus petit que  $9.7 \cdot 10^6 \text{ GeV}$ . Seule la bande entre les deux diagonales est autorisée. Zone sous la droite  $R^{-1} = 1 \text{ TeV}$  exclue.

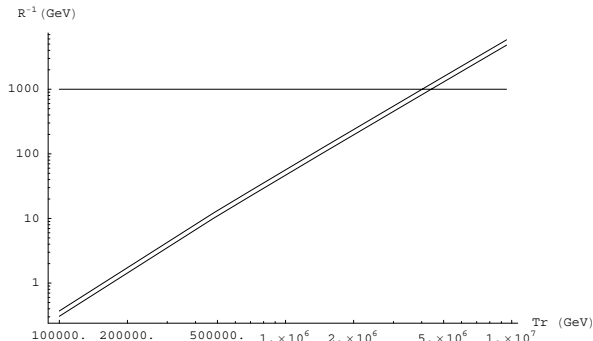
## Cas 2. $m_{Lsp} = 120 \text{ GeV}$



**FIG.:** Cas 2.  $9.7 \cdot 10^6 \text{ GeV} \leq T_R \leq 10^8 \text{ GeV}$ . Seule la bande entre les deux courbes est autorisée.



**FIG.:** Cas  $2 \cdot 10^8 \text{ GeV} \leq T_R \leq 4.2 \cdot 10^9 \text{ GeV}$ . Seule la bande entre les deux courbes est autorisée.



**FIG.:** Cas 3.  $T_R$  plus petit que  $9.5 \cdot 10^6$  GeV. Seule la bande entre les deux diagonales est autorisée. La zone sous la droite  $R^{-1} = 1 \text{ TeV}$  est exclue.

## Autres modèles avec gravitino

- Intérêt majeur : le mélange matière noire tiède et matière noire froide
- Pourrait permettre une meilleure compréhension de la formation des grandes structures
- Premier modèle avec neutralino LSP : un gravitino lourd de masse  $> 30$  TeV donne des neutralinos tièdes, en plus des neutralinos thermiques
- Deuxième modèle : dégénérescence de masse entre neutralino et gravitino.
- Troisième modèle : dégénérescence de masse entre gravitino et sneutrino.

## Exemple : cas gravitino LSP et neutralino NLSP

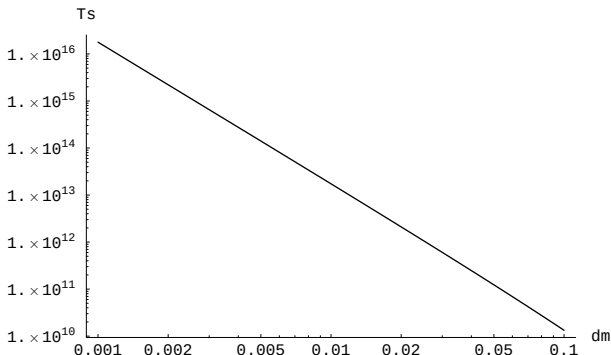


FIG.:  $M_{grav} = 100$  GeV - durée de vie du NLSP

## Exemple : cas gravitino LSP et neutralino NLSP

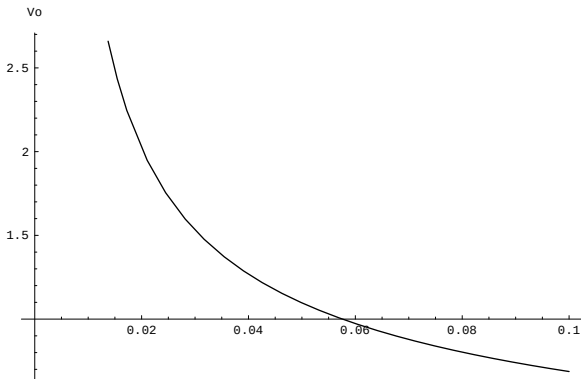


FIG.: Vitesse actuelle du LSP produit par désintégration

## Exemple : cas gravitino LSP et sneutrino droit NLSP

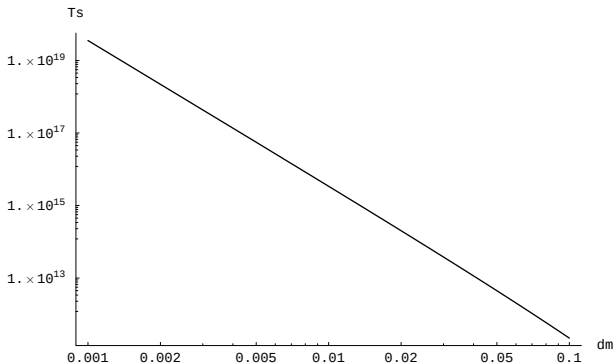


FIG.:  $M_{grav} = 100$  GeV - durée de vie du NLSP



## Exemple : cas gravitino LSP et sneutrino droit NLSP

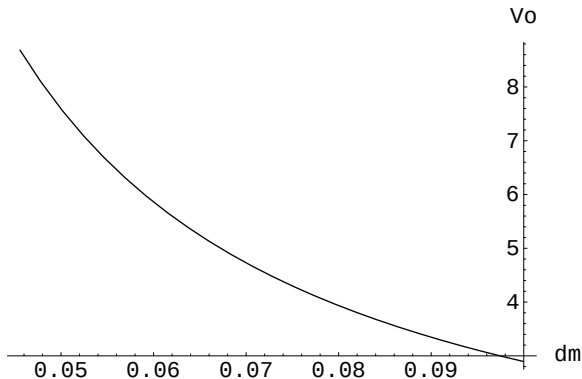


FIG.: Vitesse actuelle du LSP produit par désintégration

## Premier modèle avec dimension suppl :

- Dans un modèle cosmologique cohérent avec des théories hautes énergies, on a montré qu'il existait des courbes de contraintes entre Rayon et  $T_R$ .
- Borne supérieure sur la dimension supplémentaire et possibilité de borne inférieure dans certains cas. Dans ces cas-là, borne inférieure sur  $T_R$ .
- Il semble proscrit d'observer la combinaison supergravité et extra-dimension au LHC sans détruire le modèle de leptogénèse thermique.
- possibilité de mélange matière noire froide et tiède.

## Autres modèles présentés :

- Offrent le mélange matière noire froide plus tiède
- Intéressant pour la formation des structures

Extra-dimension ? Supersymétrie ? Higgs ? Ou ?.. Beaucoup de théories mais peu de données.. mais le LHC arrive !