

Recherche de Dimensions Supplémentaires avec ATLAS



- ➔ **Grandes Dimensions**
 - émission directe de Gravitons et graviscalaires
 - Échange virtuel de Gravitons
- ➔ **Dimensions de grandeur $\sim \text{TeV}^{-1}$**
 - excitation de bosons de jauge
- ➔ **Modèle Randall-Sundrum**
 - résonances étroites du Graviton
 - Radion
- ➔ **Physique TransPlanckienne**
 - trous noirs
 - diffusion élastique
- ➔ **Autres implications**
 - Unification des interactions de jauge
 - $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_R$

Motivation

➤ Le problème de hiérarchie

➤ échelle électrofaible ~ 100 GeV

○ $M_W = 80$ GeV, $M_Z = 91$ GeV, $v_{\text{ev}}(H) = 246$ GeV

➤ échelle de Planck

○ énergie à laquelle les effets relativistes et quantiques sont importants pour la gravitation

$$E_{Pl} = (\hbar c^5 / G)^{1/2} = 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV} \Rightarrow \text{longueur } 1.6 \times 10^{-32} \text{ mm}$$

➤ masse du Higgs diverge dans le MS !

○ corrections à la masse du Higgs $m_H^2 = [m_H^0]^2 + \mathcal{O}(\Lambda^2) + \dots$

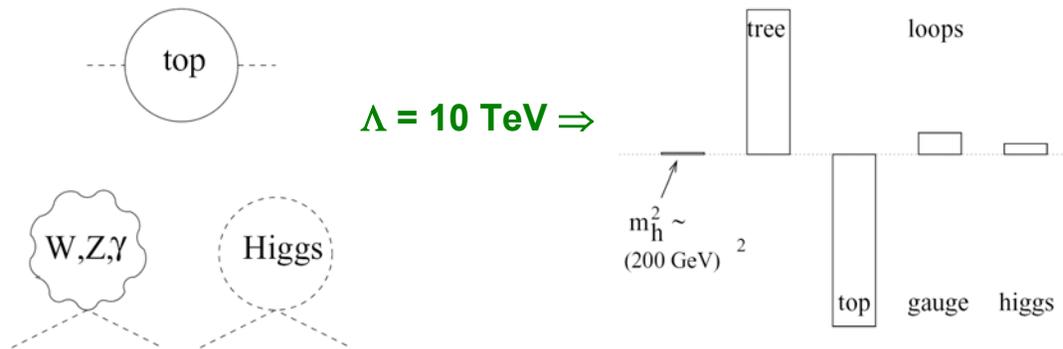


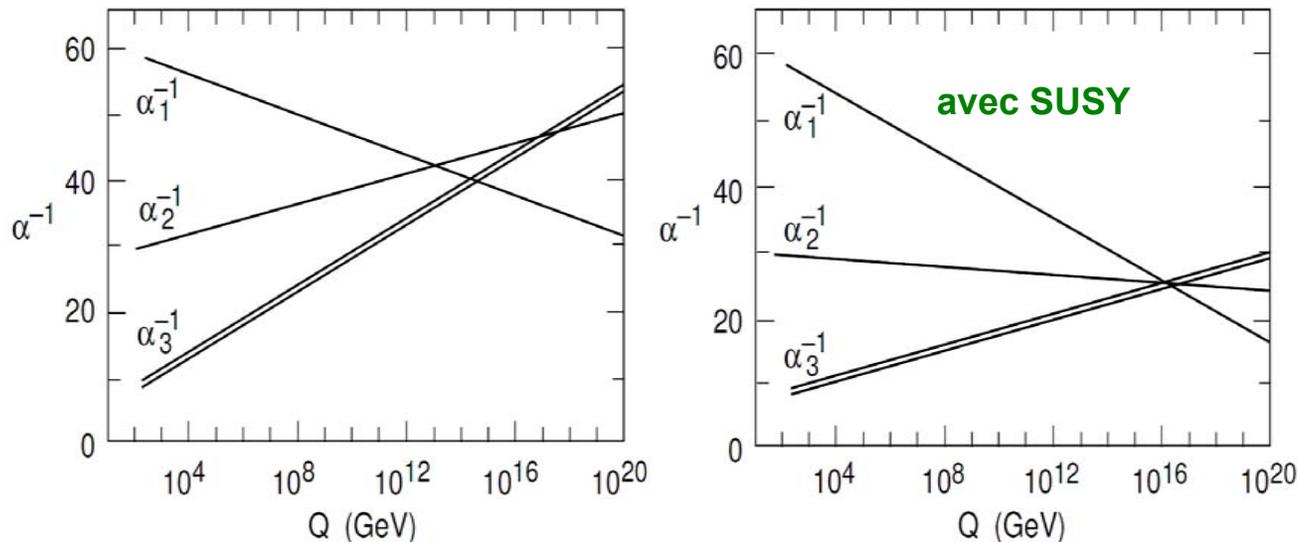
figure de M. Schmaltz, hep-ph/0210415

○ fine tuning ?? termes d'ordre supérieur doivent s'annuler très exactement

↓
échelle maximim de validité du MS
pourquoi pas M_{Pl} ?

Motivation - II

- échelle d'unification
 - $\sim 10^{16}$ GeV
- la **supersymétrie** à l'échelle du TeV résoudrait le problème de hiérarchie et permettrait l'unification des couplages



○ mais...

- désert entre l'échelle électrofaible et Planck?
- aucune évidence de la supersymétrie!

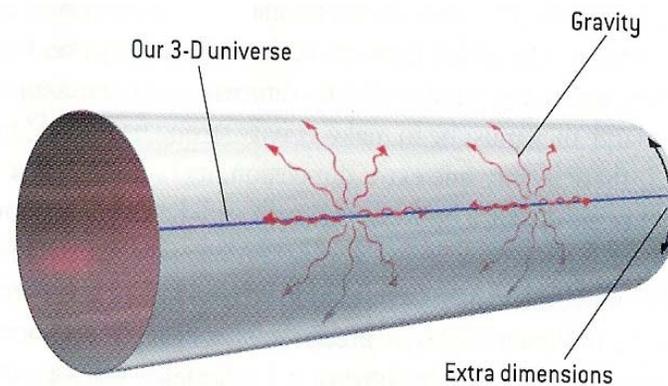
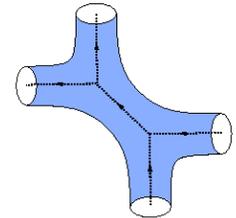
- le little Higgs??

Motivation - III

➔ théorie des cordes



- la seule approche théorique vers une description quantique de la gravitation
 - relativité générale et mécanique quantique
- inclut la supersymétrie
- exige **10 dimensions** !
 - différents modèles représentent différents cas limites de “*M-theory*” en 11 dimensions, incluant la supergravité
- les nouvelles dimensions doivent être compactifiées



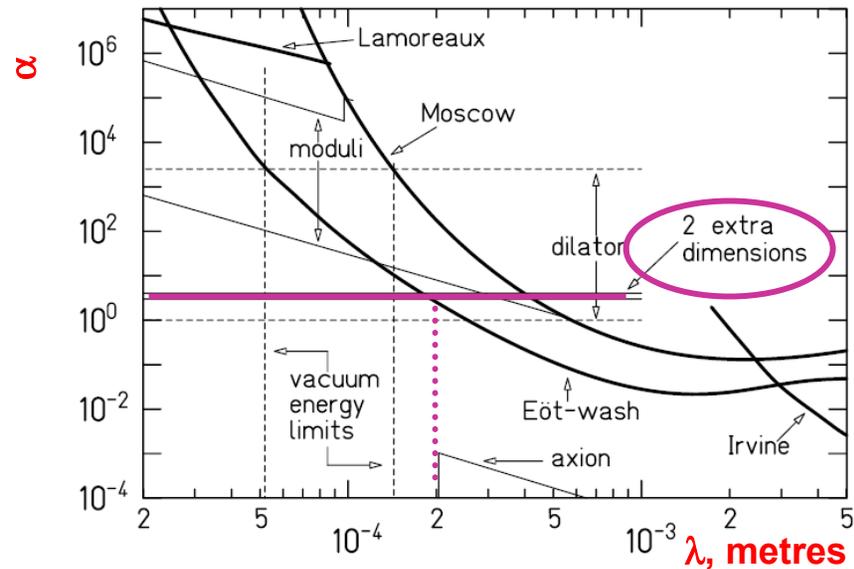
Le Modèle ADD: grandes dimensions

Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali

➔ **Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali** constatent que:

- La loi $1/r^2$ de la gravitation n'a pas été vérifiée pour des distances inférieures à ~ 0.2 mm

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda})$$



C.D. Hoyle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1418 (2001).

- Les interactions de jauge sont connues jusqu'à des distances de $\sim \hbar c / (100 \text{ GeV}) \approx 2 \times 10^{-3} \text{ fm} = 2 \times 10^{-15} \text{ mm}$

➤ conjecture:

- les particules du MS sont localisées dans une «*brane*» de 3-D mais la gravité se propage dans tout l'espace (the *bulk*) ayant un plus grand nombre de dimensions

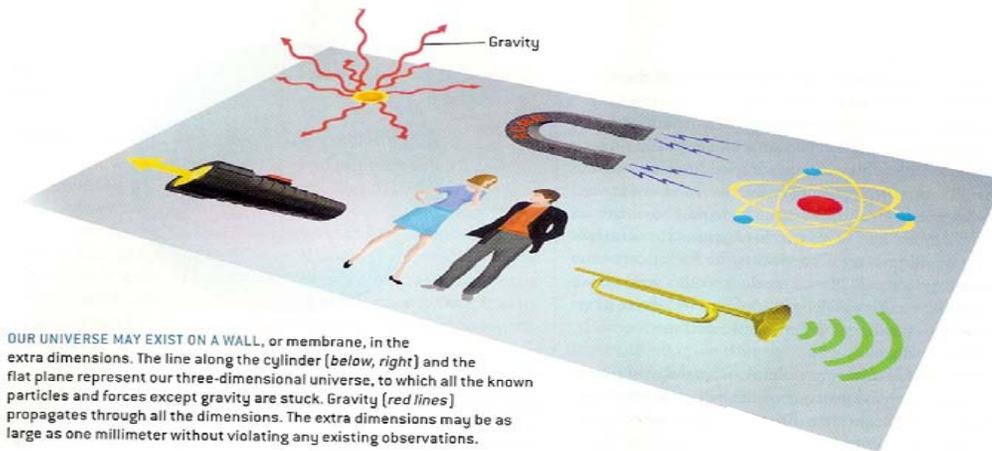


image de Sc. Am. 12/2 (2002)

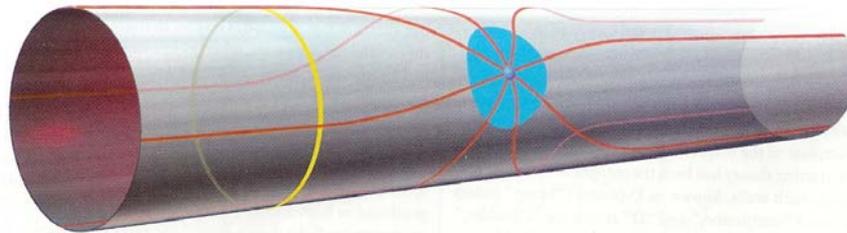
Modèle ADD

- Il en résulte une nouvelle échelle fondamentale, plus petite que M_{planck} :

- La force gravitationnelle n'est plus faible

$$G_N \frac{m_1 m_2}{r^2} = G' \frac{m_1 m_2}{r^2 (2\pi r)^n}, \text{ pour } r = R \Rightarrow G' = G_N (2\pi R)^n$$

$$M_D^{2+n} = \frac{M_{Pl}^2}{8\pi (2\pi R)^n} \Rightarrow M_D \sim \text{TeV pour des valeurs } R \leq \text{mm}$$



- pour compactification dans des cercles:

$$\phi(x, y) = \sum_{m_1=-\infty}^{\infty} \sum_{m_2=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{m_n=-\infty}^{\infty} \phi^{(m)}(x) e^{i \vec{n} \cdot \vec{y} / R}$$

tour d'états Kaluza-Klein du graviton avec $p_T \sim \text{masse } m_i / R$

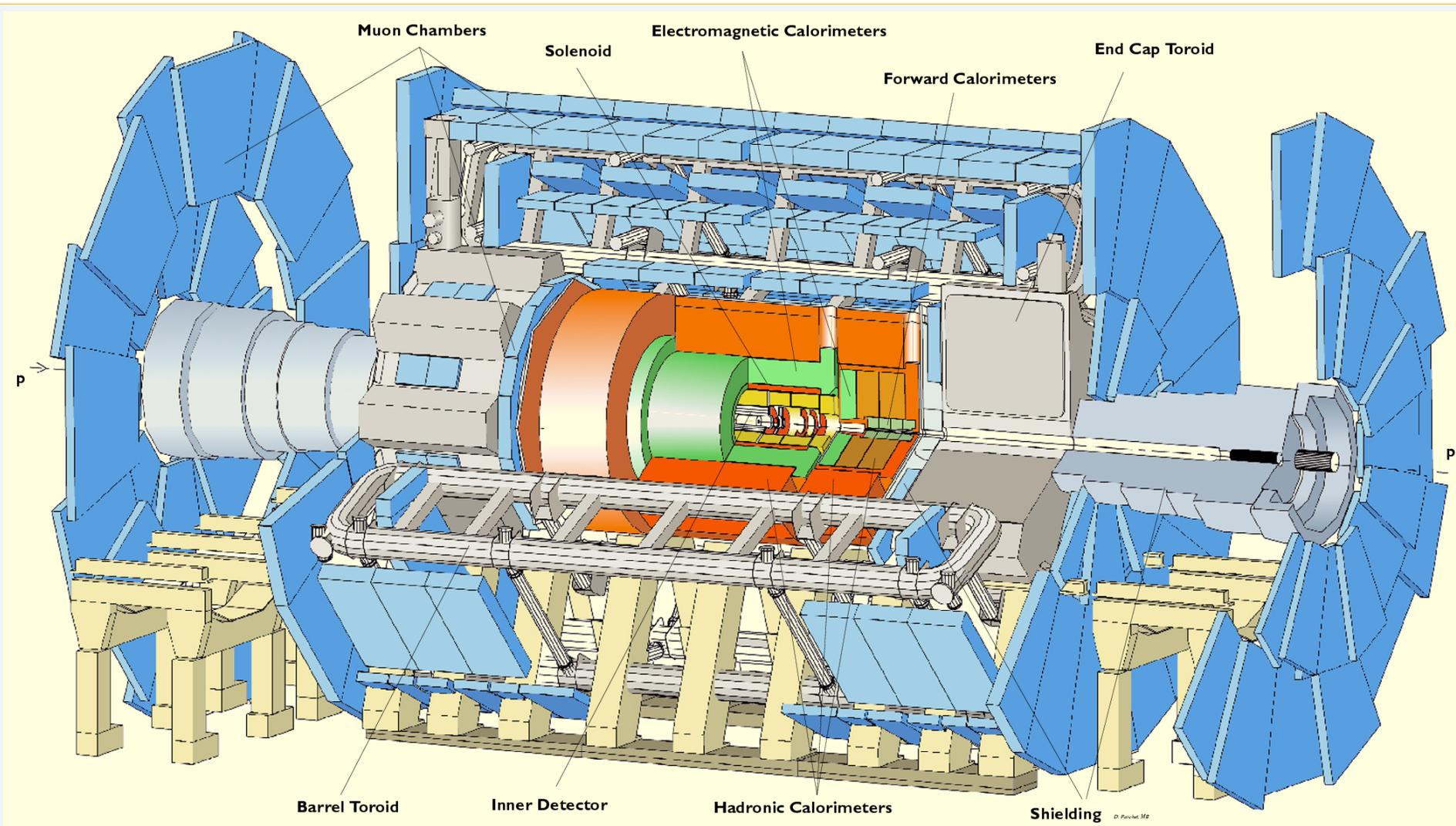
séparation des états KK est très petite:

ex: $R = 10^{-8} \text{ mm} \Rightarrow R^{-1} = 20 \text{ keV} \rightarrow \text{spectre continu}$

Contraintes sur les grandes D.S.

contrainte	n=2		n=3	
	max R (mm)	min M_D (TeV)	max R (mm)	min M_D (TeV)
force gravitationnelle	0.2	0.6		
SN1987A refroidissement par émission de gravitons	7×10^{-4}	10	9×10^{-7}	0.8
Bdf diffus de rayons cosmiques ($G^{(k)} \rightarrow \gamma\gamma$)	9×10^{-5}	25	2×10^{-7}	1.9
réchauffement des étoiles à neutrons ($G^{(k)}$ piégés qui se désintègrent)	8×10^{-6}	90	3.5×10^{-8}	5
LEP: γG , ZG , <i>virtuel</i>		~ 1 TeV		
Tevatron		~ 1 TeV		

G. F. Giudice and J. March-Russel, *PDG review 2002*



Production directe de gravitons

L. Vacavant and I. Hinchliffe, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 27 (2001) 1839

➔ Signaux dans ATLAS:

$$\left. \begin{array}{l} \bar{q}q \rightarrow gG^{(k)}, \gamma G^{(k)} \\ qg \rightarrow qG^{(k)} \\ gg \rightarrow gG^{(k)} \end{array} \right\} \text{jets} + \cancel{E}_T, \gamma + \cancel{E}_T$$

- modèle appliqué dans ISAJET, avec sections efficaces de Giudice, Rattazzi & Wells, *Nucl.Phys. B544 (1999) 3 (hep-ph/9811291)*

$$\frac{d^2 \sigma}{dt dm} = S_{n-1} \frac{1}{M_D^{2+n}} m^{n-1} \frac{1}{s} F(t/s, m^2/s)$$

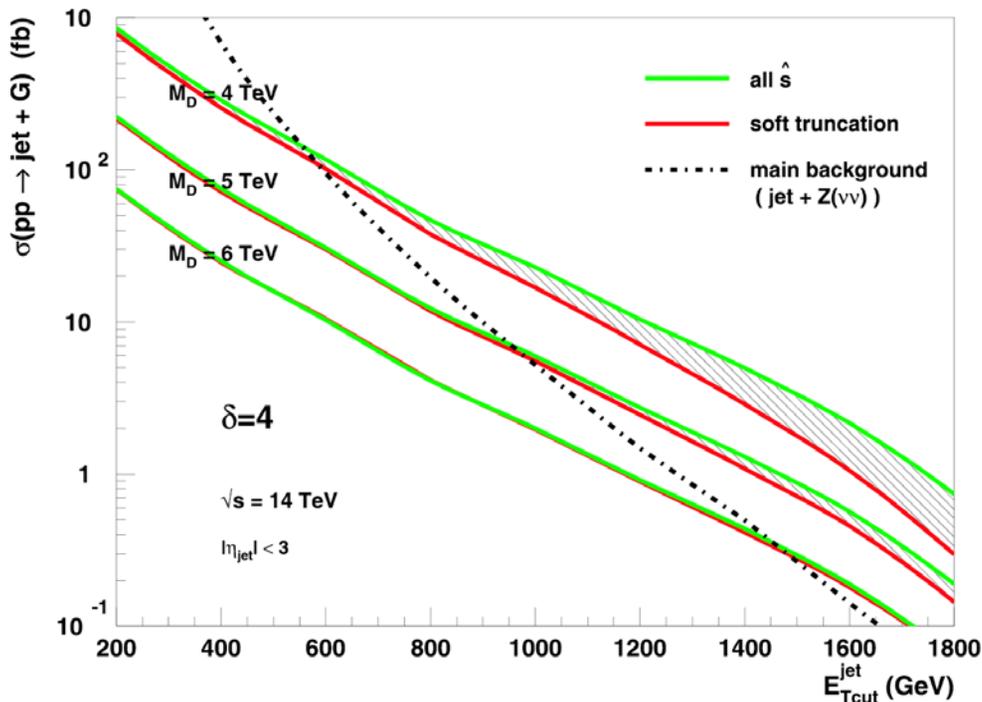
Production directe de gravitons

➤ Domaine de validité:

- Théorie effective valide pour $\sqrt{s} < M_D$:

truncation douce: $\sigma(\hat{s}) \rightarrow \sigma(\hat{s}) \times M_D^4 / \hat{s}^2$ for $\hat{s} > M_D^2$

on exige que la truncation ait un effet négligeable sur la section efficace $\Rightarrow M_d^{min}$



Bruit de fond:

jets + ($Z \rightarrow \nu\nu$)

jets + ($W \rightarrow (\ell)\nu$)

[lepton veto]

Production directe de gravitons: Jets + E_T^{miss}

➔ effets du détecteur: ATLFAST

- Jets et leptons reconstruits dans $|\eta| < 5, 2.5$

Minimum pour validité

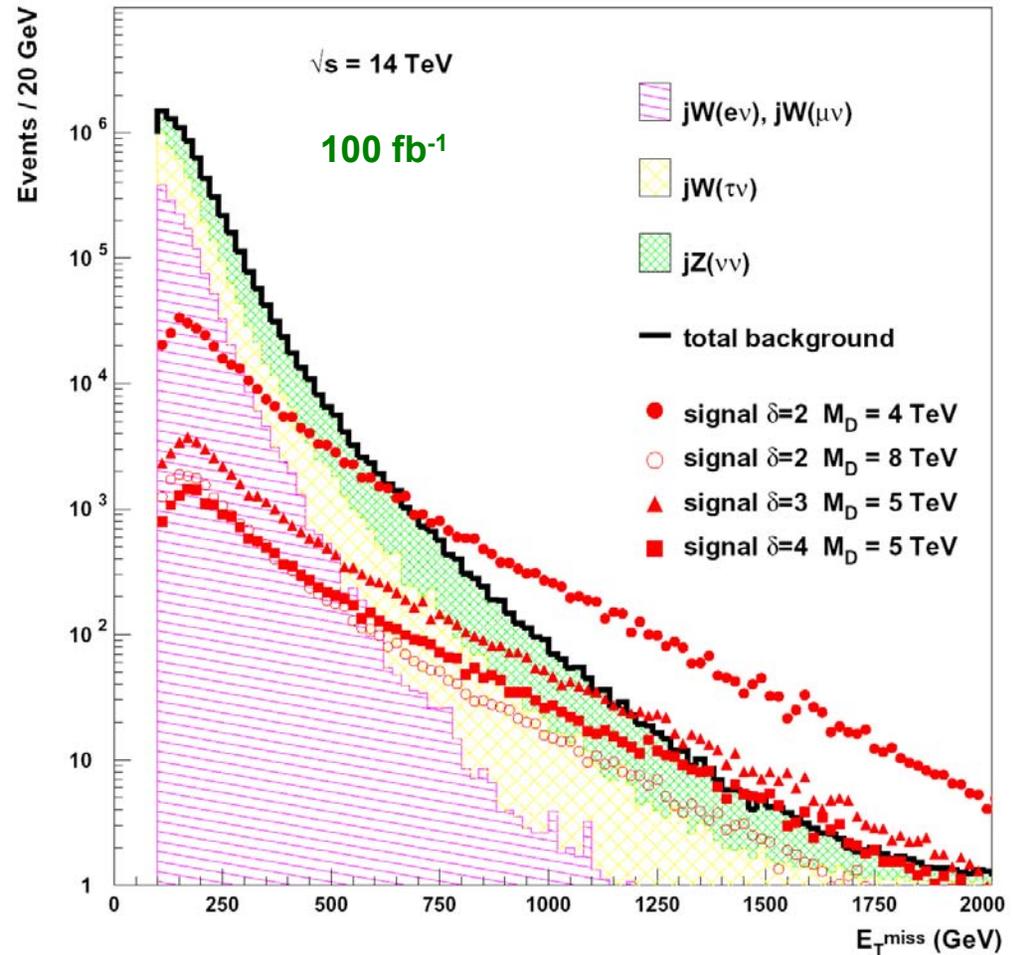


δ	M_D^{max} (TeV) LL, 30 fb^{-1}	M_D^{max} (TeV) HL, 100 fb^{-1}	M_D^{min} (TeV)
2	7.7	9.1	~ 4
3	6.2	7.0	~ 4.5
4	5.2	6.0	~ 5

Incertitude dans $\sigma(Z+jets)$ réduirait la limite atteinte

Reach in M_D for γG

δ	M_D^{max} (TeV) HL, 100 fb^{-1}	M_D^{min} (TeV)
2	4	~ 3.5

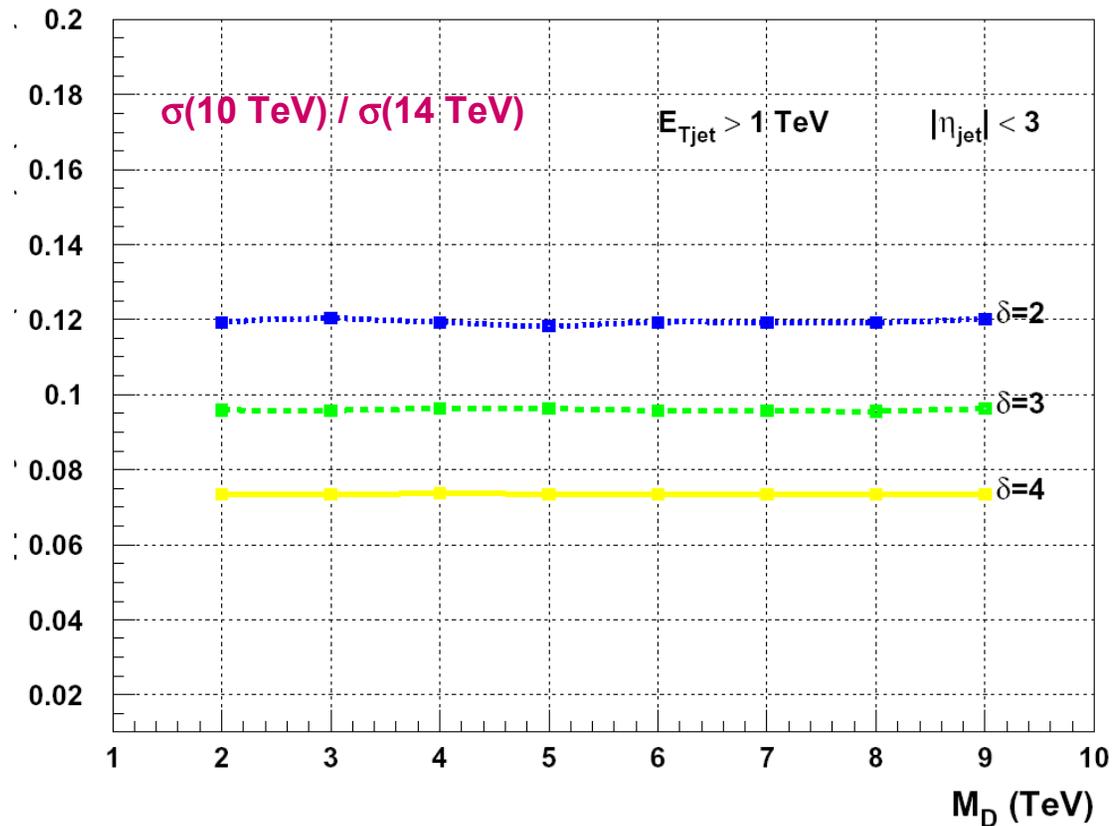


calibration du niveau bdf par $Z + j \rightarrow \ell^+ \ell^- + j$

Production directe de gravitons

➔ Pour démêler δ et M_D

- données à deux énergies différentes:
ex: 10 TeV vs 14 TeV $\Rightarrow \sim 50 \text{ fb}^{-1}$ seront nécessaires



Production directe de Graviscaires

PH Beauchemin, C. Burgess, G.A. *Préliminaire*

- ➔ **La théorie des cordes prédit d'autres particules**
 - scalaires, graviphotons, ... si l'échelle de gravitation est $\sim \text{TeV}$
 - Burgess et al., hep-ph/0007178
 - Giudice et al., hep-ph/0002178
 - T. Han et al., hep-ph/9811350
 - K. Dienes et al., hep-ph/9806292
- ➔ **pour un scalaire générique, des couplages les plus généraux**

$$\mathcal{L}_{eff} = \partial_M \phi(x, y) \partial^M \phi(x, y) - \delta^2(y) \left[\sum_q \bar{\psi}_q(x) (g + i g_5 \gamma_5) \psi_q(x) \phi(x) - G_{\mu\nu}^a(x) (c G_a^{\mu\nu}(x) + \tilde{c} \tilde{G}_a^{\mu\nu}(x)) \phi(x) \right]$$

Note: $\frac{b}{M_s} \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \partial_\mu \phi = \frac{b}{M_s} \frac{m_f}{m_D} \bar{\psi} \psi \phi$

Production directe de Graviscales

- ➔ règles de Feynman calculées
- ➔ sections efficaces $\frac{d^2\sigma}{d\hat{t} dm^2}$ calculées pour $\begin{cases} q\bar{q} \rightarrow g\phi \\ qg \rightarrow q\phi \\ gg \rightarrow g\phi \end{cases}$
- ➔ intégration de l'espace de phase
- ➔ modélisé dans PYTHIA

➤ vérification avec la section efficace pour gravitons

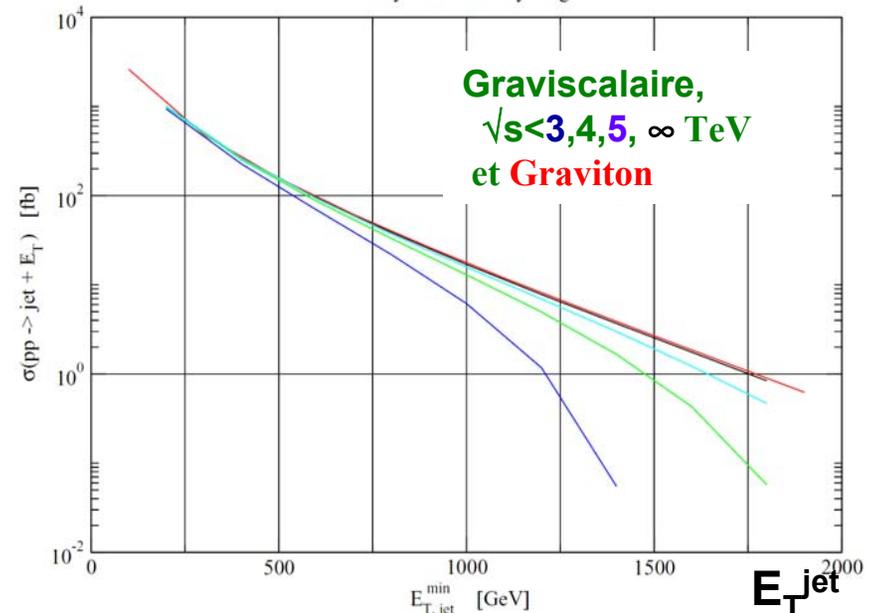
Giudice, Rattazzi, Wells, hep-ph/9811291

L. Vacavant et I. Hinchliffe, SN-ATLAS 2001-005

- ➔ **validité:** $\sqrt{\hat{s}} < M_s$
- ➔ **résultats:**
signal observé pour
 - $c > 0.05 \text{ TeV}^{-2}$
 - $g > 0.3 \text{ TeV}^{-1}$
- ➔ **peut être confondu avec Graviton**

Total jet + nothing cross-section at the LHC for graviscalar production

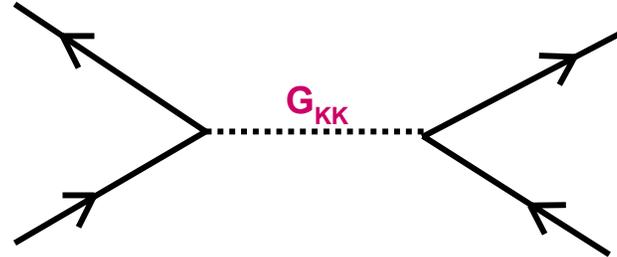
Study of the validity range



Échange virtuel de Gravitons

V. Kabachenko, A. Miagkov, A. Zenin *ATL-PHYS-2001-012*

$$q\bar{q}, gg \rightarrow f\bar{f}, VV$$



réf: O.J.P. Éboli et al., *Phys. Rev. D*61 094007 (2000)

$$\mathcal{M} = \frac{8\pi}{M_{Pl}^2} T^{\mu\nu} T_{\mu\nu} \sum_{KK} \frac{1}{s - m_{KK}^2}$$

$$\rightarrow \frac{8\pi}{M_D^{2+n}} T^{\mu\nu} T_{\mu\nu} \int_0^\infty \frac{m^{n-1}}{s - m^2} dm$$

dépend de n et
diverge pour n > 1

On parlera donc d'une échelle effective, pour comparer à d'autres études

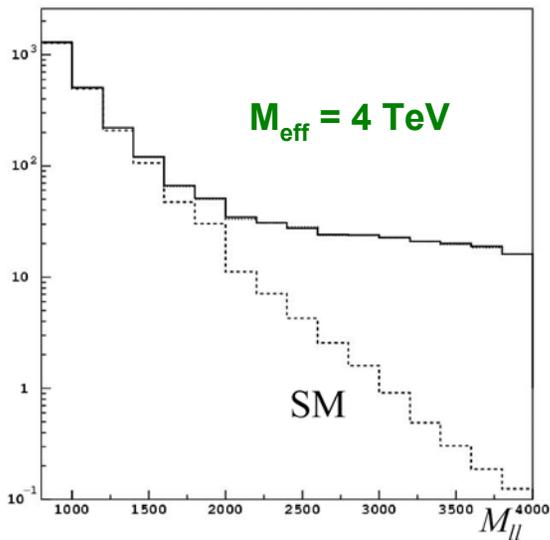
$$\mathcal{M} = \frac{4\pi}{M_{eff}^2} T^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$$

Échange virtuel de Gravitons

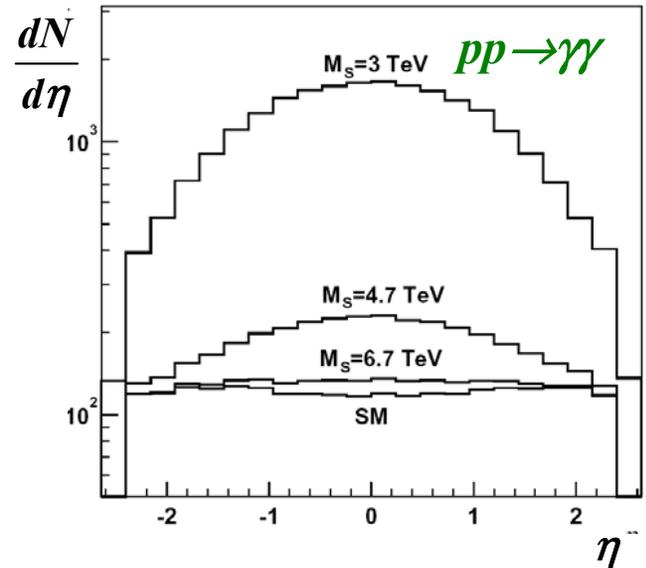
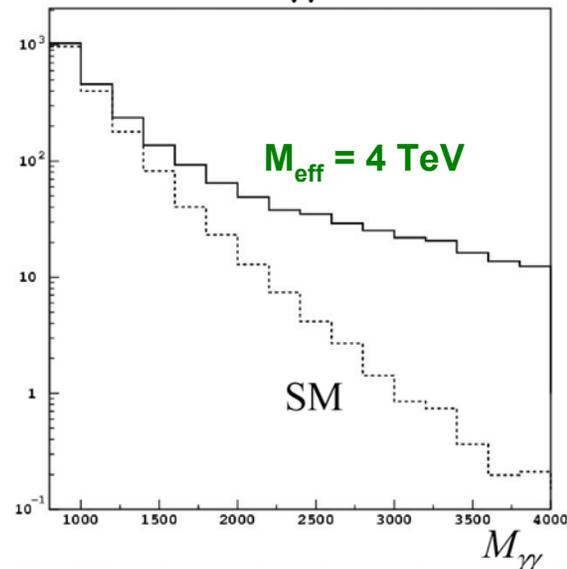
➔ Signaux: $q\bar{q}, gg \rightarrow \gamma\gamma, \ell\ell, (WW, t\bar{t} \dots)$

- On exige que : $M_{\gamma\gamma, \ell\ell} < 0.9 M_S$ (théorie effective)
- Excès dans la distribution de masse des di-leptons (pareillement pour les di-photons)
- distribution d'événements $\gamma\gamma$ (canal-s) plus centrale que dans le SM (canaux t, u)

l^+l^-

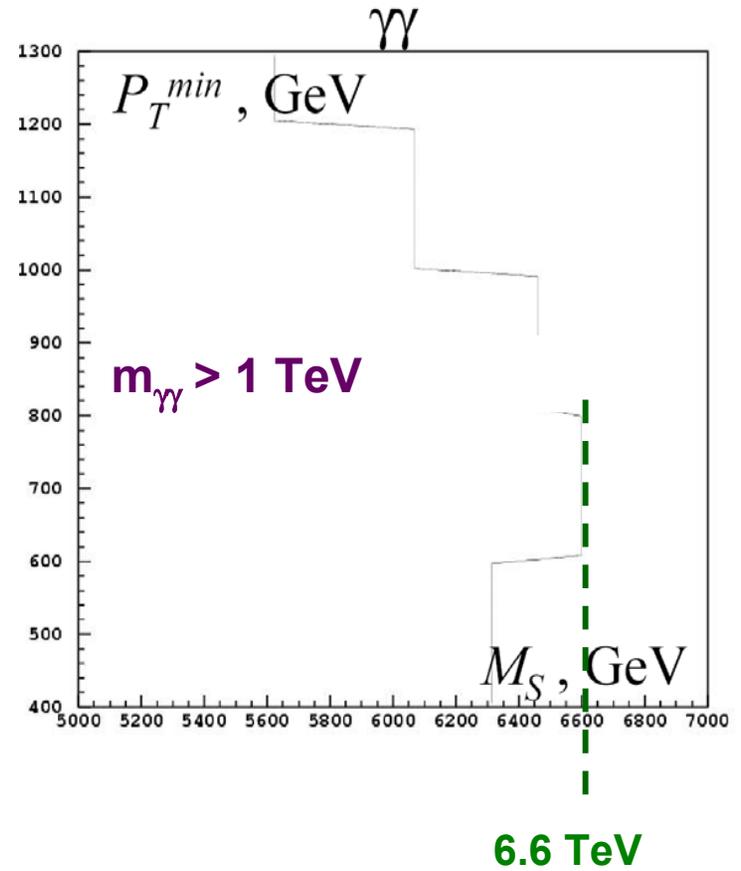
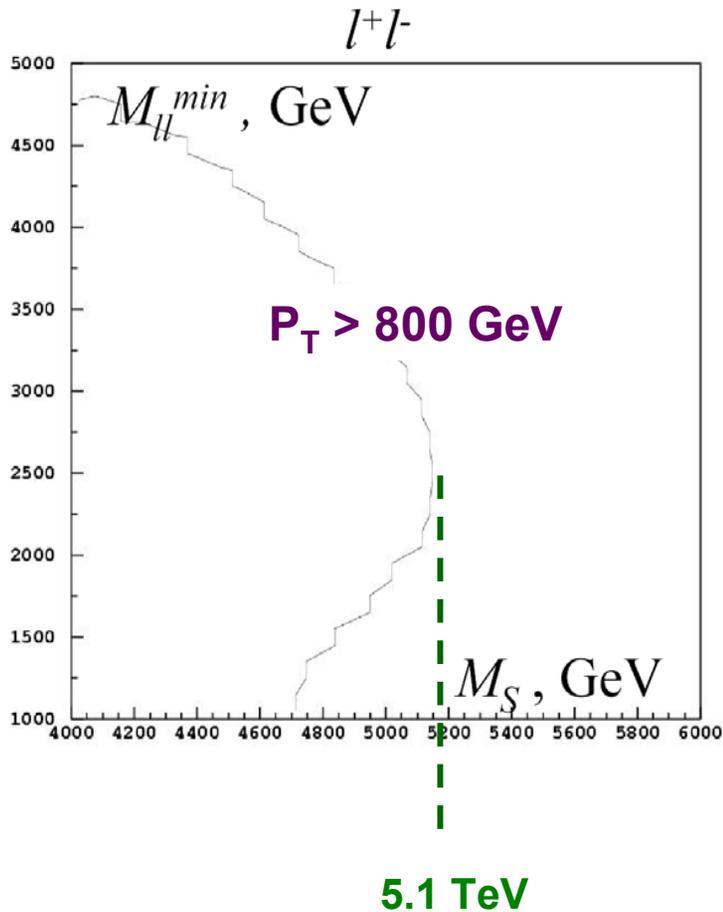


$\gamma\gamma$



Échange virtuel de Gravitons

Sensibilité du détecteur ATLAS pour 100 fb^{-1}



Dimensions de taille $\sim \text{TeV}^{-1}$

G. A. and G. Polesello *Proceedings of Les Houches 2001*

- ➔ le rayon de compactification est assez petit pour permettre des particules dans le bulk

$$R = \hbar c / 1 \text{ TeV}^{-1} = 2 \times 10^{-4} \text{ fm} [M_D \sim 10^{15} \text{ GeV pour } n=1]$$

- ➔ contraintes *indirectes* des mesures du LEP:

- limites sur les mélanges de bosons et échanges virtuels

- $R^{-1} \geq 3.3 - 6.8 \text{ TeV}$

- K. Cheung and G. Landsberg, *hep-ph/0110346* sont seuls à obtenir une limite de 6.8 TeV, mais en tenant compte d'échanges virtuels (mal compris) et avec un mauvais fit

	$\frac{\pi^2}{3M_c^2}$ (TeV ⁻²)	η_{95} (TeV ⁻²)	M_C^{95} (TeV)
LEP 2:			
hadronic cross section, ang. dist., $R_{b,c}$	$-0.33^{+0.13}_{-0.13}$	0.12	5.3
μ, τ cross section & ang. dist.	$0.09^{+0.18}_{-0.18}$	0.42	2.8
ee cross section & ang. dist.	$-0.62^{+0.20}_{-0.20}$	0.16	4.5
LEP combined	$-0.28^{+0.092}_{-0.092}$	0.076	6.6

Dimensions de taille $\sim \text{TeV}^{-1}$

➤ **Le modèle** (T. Rizzo, Phys. Rev. D61 (2000) 055005)

- On suppose une dimension supplémentaire

$$m_k^2 = m_0^2 + k^2 M_C^2 \approx k^2 M_C^2$$

- ... compactifiée sur une orbifold S^1/Z^2

- symétrie sous la transformation $y \rightarrow -y$

$$\phi(x, y) = \phi_+(x, y) + i\phi_-(x, y)$$

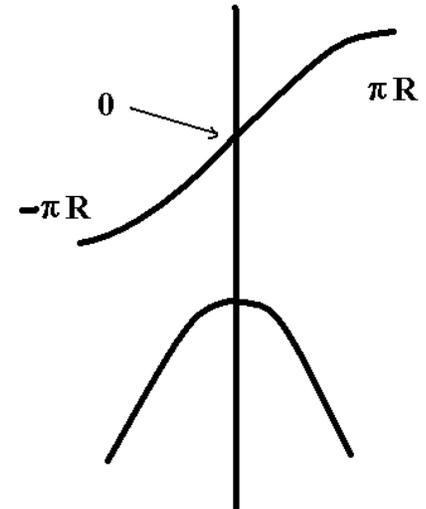
- tous les fermions du MS sont au même point fixe $y = 0$ (modèle M1) ou à des points opposés alternativement $y = 0$ et $y = \pi r$ (modèle M2)

$$\phi(x, y) = \phi^A(x) \delta(y) + \phi^B(x) \delta(y - \pi r)$$

Les points fixes sont invariants sous $y \rightarrow -y$ et sous $y \rightarrow y + 2\pi r$

- les bosons de jauge (et le Higgs) dans le bulk

⇒ couplage aux fermions $\propto \sqrt{2}$

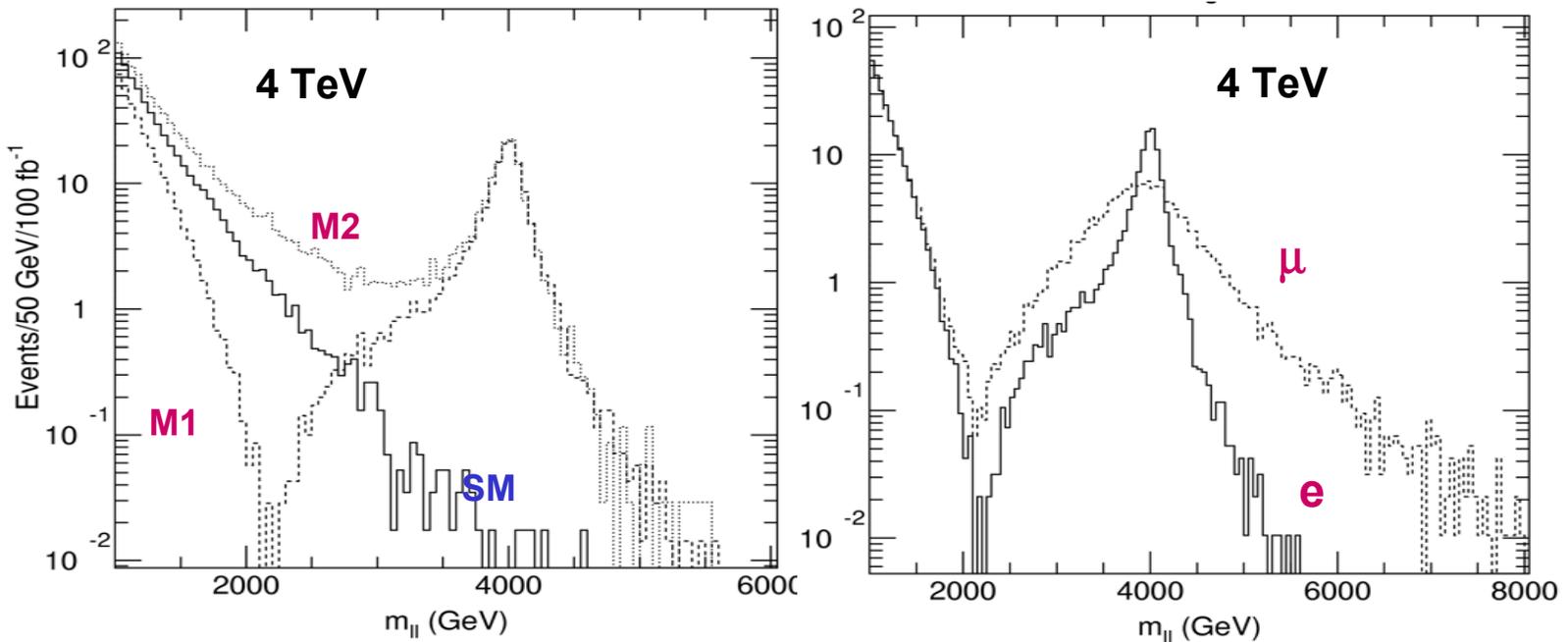


Dimensions de taille $\sim \text{TeV}^{-1}$

➤ signal: **résonance de di-leptons provenant de $\gamma^{(1)}/Z^{(1)}$**

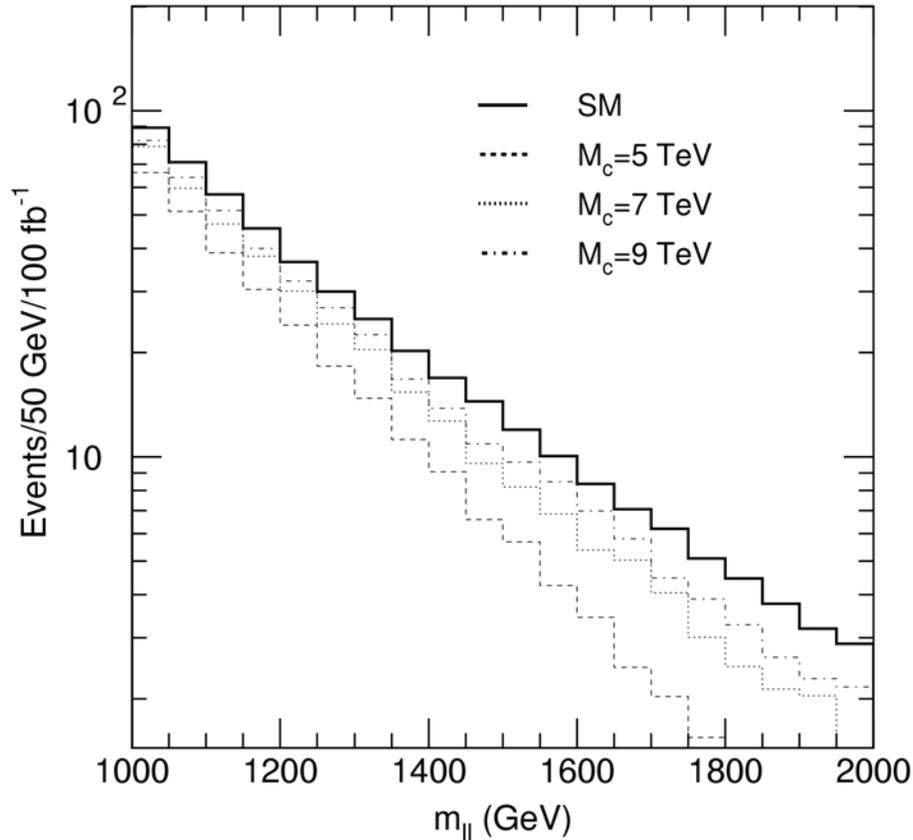
- $\gamma^{(1)}$ and $Z^{(1)}$ dégénérés \Rightarrow interférence
- modélisé dans PYTHIA (éléments de matrice de T. Rizzo) avec resommation complète
- effets du détecteur: ATLFAST
 - o on suppose une résolution pour des électrons de $\sim 0.7\%$

➤ **résonance observée jusqu'à $M_c < 5.8 \text{ TeV}$ à 100 fb^{-1}**



Dimensions de taille $\sim \text{TeV}^{-1}$

➔ effets sur la forme de la **queue Drell-Yan**



analyse optimale de la forme

- tient compte de toute l'information

$$x_1, x_2, \cos \theta$$

- vraisemblance max.

électrons			e+ μ
100 fb ⁻¹	200 fb ⁻¹	300 fb ⁻¹	300 fb ⁻¹
9.5 TeV	11 TeV	12 TeV	13.5 TeV

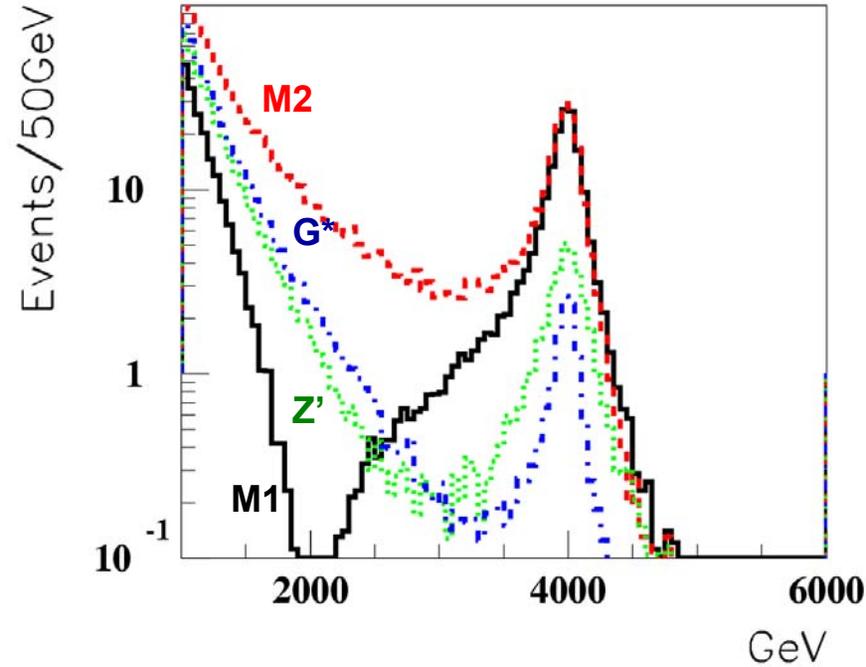
- erreurs systématiques:

- linéarité d'étalonnage en énergie
- corrections radiatives d'ordres supérieurs QCD et EW
- fonctions de structure du proton

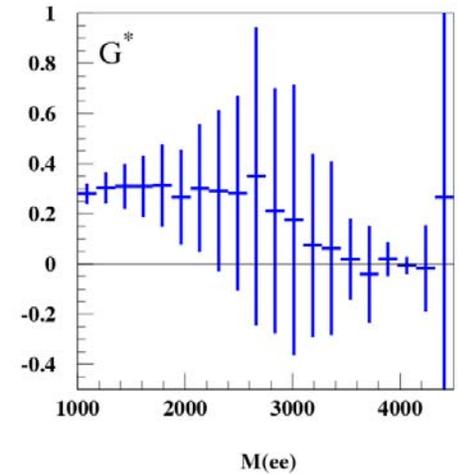
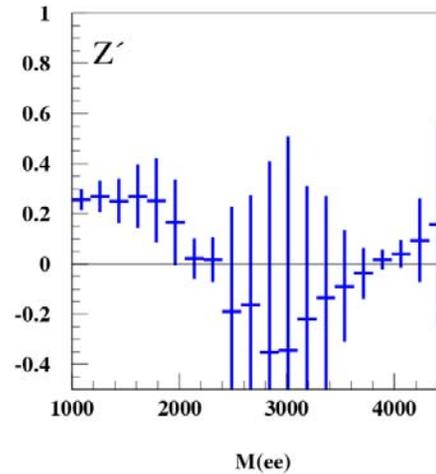
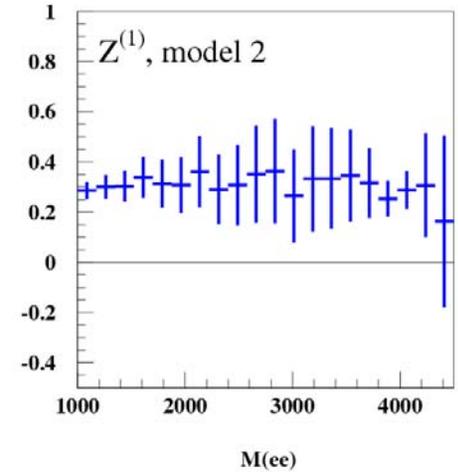
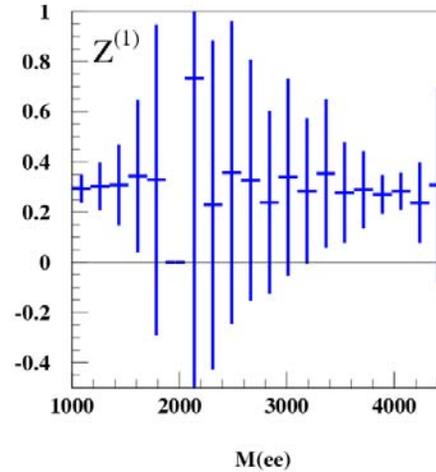
Dimensions de taille $\sim \text{TeV}^{-1}$

- ➔ distribution angulaire et **symétrie avant-arrière**
(par rapport à la direction de la paire e^+e^-)

100 fb⁻¹



différentes résonances

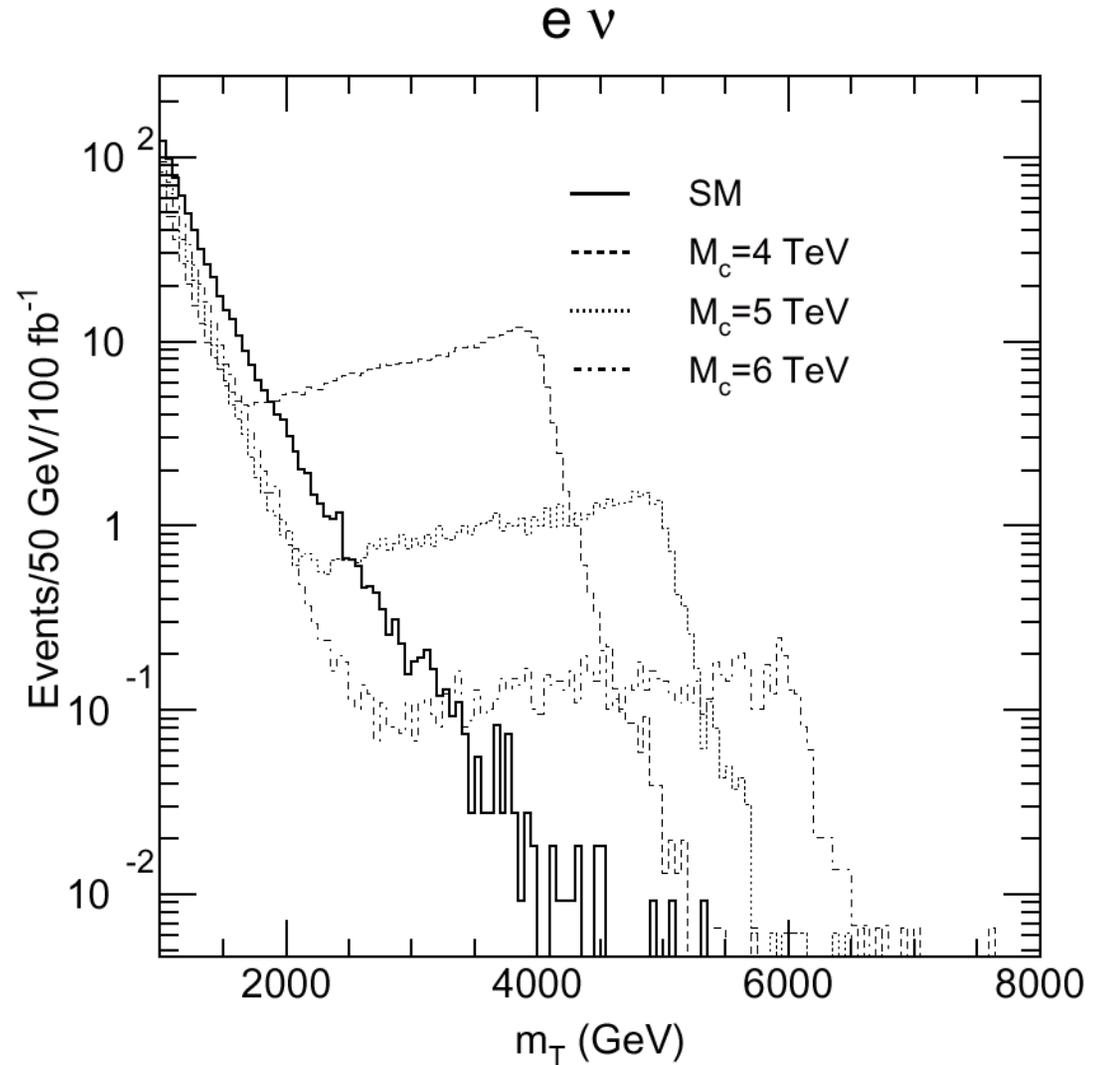


Dimensions de taille $\sim \text{TeV}^{-1}$

➔ Pareil pour $W^{(1)}$

- observation **directe** jusqu'à 6 TeV
- **indirecte** jusqu'à ~ 9 TeV

➔ plus difficile à distinguer d'un W'



G. Polesello et M. Prata
preliminaire

Le modèle Randall-Sundrum

- 1 dimension supplémentaire y avec une métrique non-factorisable

$$ds^2 = e^{-2ky} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2, \quad y = r_c \phi$$

⇒ les distances en 3D rétrécissent en fonction de y

- L'échelle de Planck en 5-D: $M_5 \sim M_{Pl}$

$$M_{Pl}^2 = \frac{M_5^3}{k} (1 - e^{-2kr_c\pi}) \quad \text{curvature scalar } |R_5| = 20k^2$$

- couplages des états KK $\sim 1/\Lambda_\pi$

$$\Lambda_\pi = M_{Pl} e^{-kr_c\pi}; \quad kr_c\pi \sim 35 \Rightarrow \Lambda_\pi \sim \text{TeV}$$

- spectre des excitations de gravitons:

$$m_n = kx_n e^{-k\pi r_c}, \quad \text{avec } J_1(x_n) = 0$$

$$m_1 = 3.83 \frac{k}{M_{Pl}} \Lambda_\pi$$

contraintes: $0.01 \leq \frac{k}{M_{Pl}} \leq 0.1$

Warped 5-d spacetime

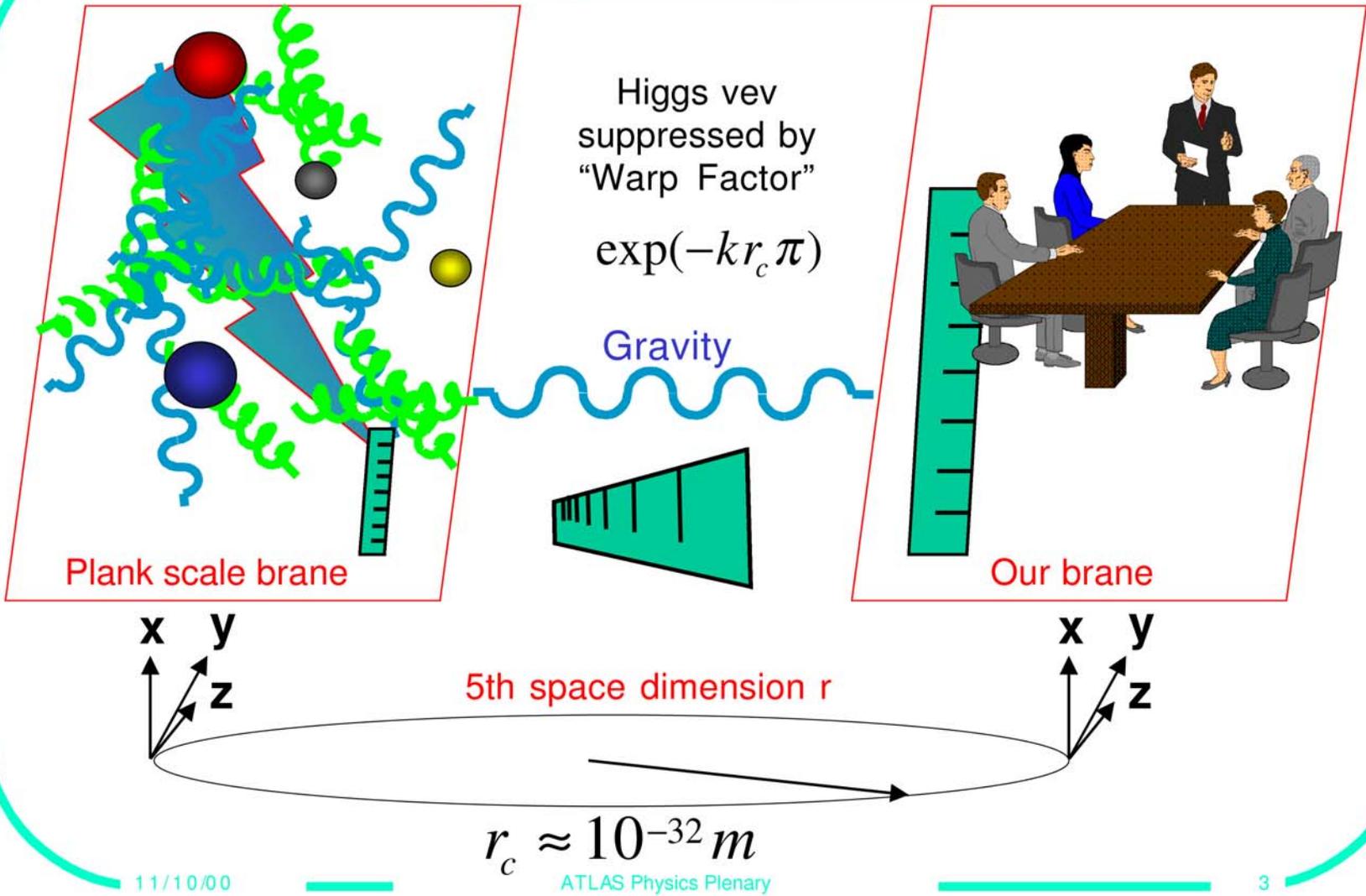


Figure de A. Parker

Résonance étroite du Graviton

B. C. Allanach, K. Odagiri, A. Parker and B. Webber,
JHEP 9 (2000) 19

➔ **signal:** $G^{(1)} \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \gamma\gamma, (WW, ZZ, t\bar{t})$

- implémenté dans HERWIG
- analyse indépendante du modèle

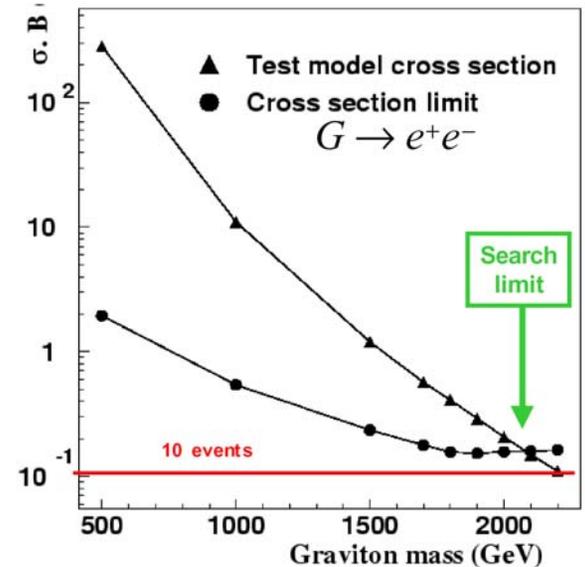
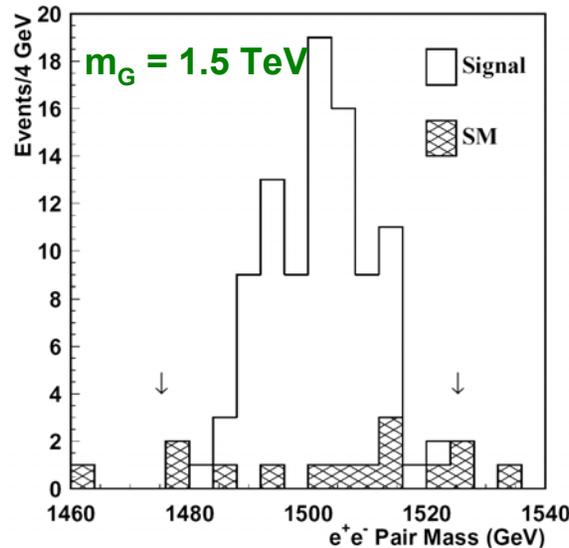
canal e^+e^-

100 fb⁻¹

modèle RS pour
référence avec

$$\frac{k}{M_{Pl}} = 0.01$$

(scénario pessimiste)



Résolution en énergie $\frac{\Delta E}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus \frac{24.5\%}{E_T} \oplus 0.7\%$

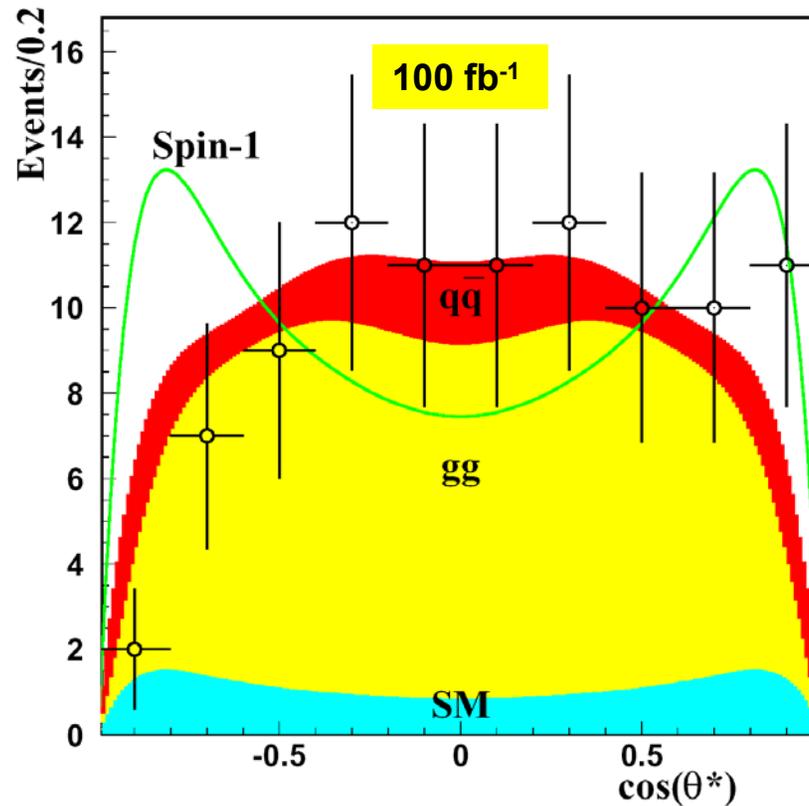
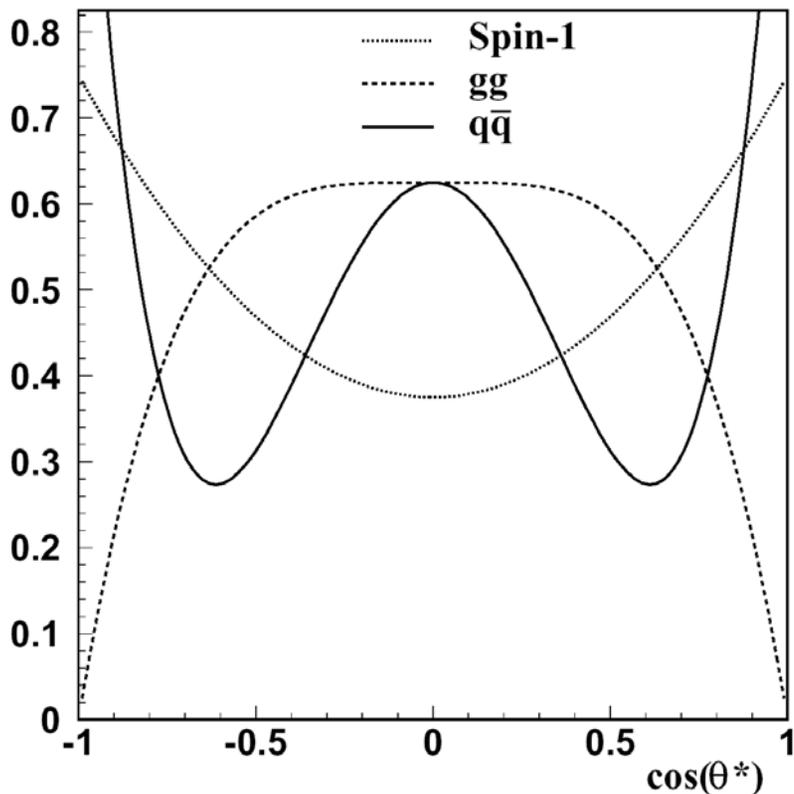
sensibilité à 5σ jusqu'à 2080 GeV

résolution en masse $\frac{\sigma_m}{m} \sim 0.8\%$

résultats semblables avec $\gamma\gamma, (\mu\mu)$

Résonance étroite du Graviton

➔ détermination du spin

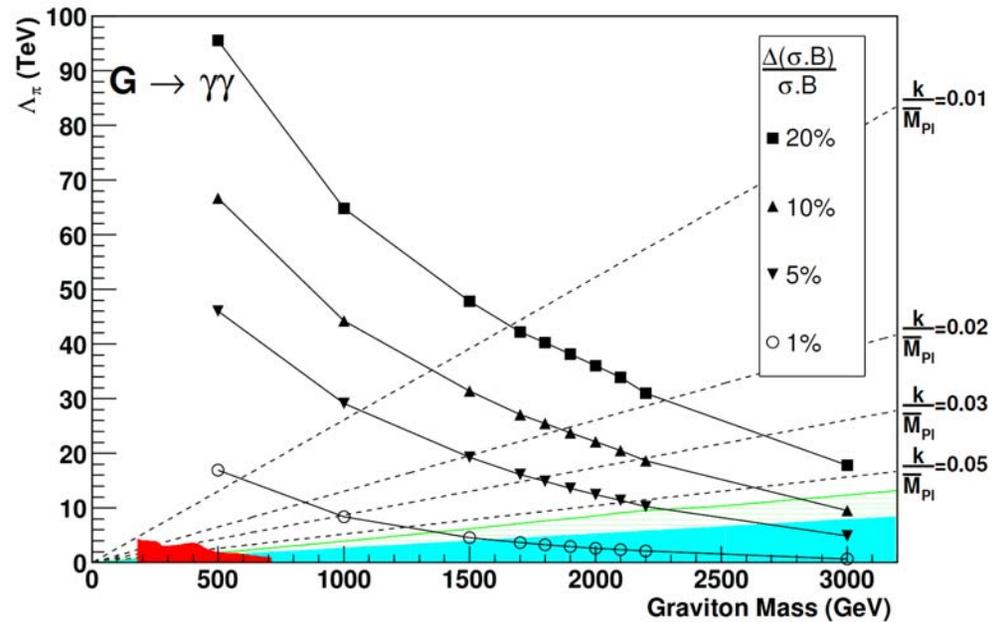
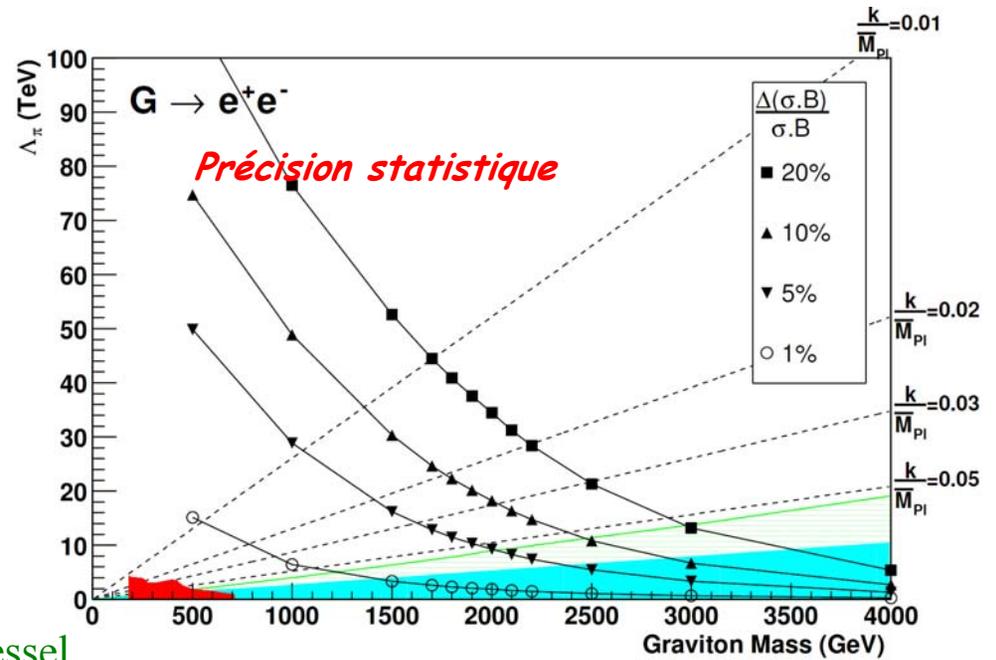


le spin = 2 pourrait être confirmé (spin = 1 exclu) avec 90% CL jusqu'à une masse du graviton de **1720 GeV**

Allanach et al., ATL-PHYS-2002-031

2 paramètres: m_G et k/M_{Pl}

$$\Lambda = \frac{m_G}{x_1 \cdot k / M_{Pl}}, \quad x_1 = 3.83 = \text{racine de Bessel}$$



Résonance étroite du Graviton

Distributions angulaires caractéristiques

Pour une masse

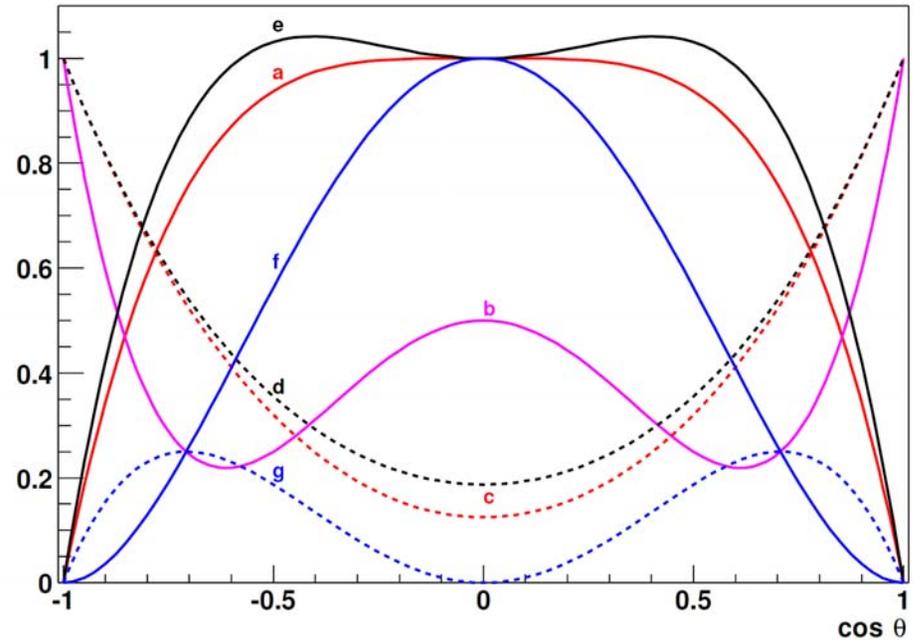
$$m_G = 1500 \text{ GeV}$$

et pour

$$\Lambda = 39 \text{ TeV},$$

on mesure

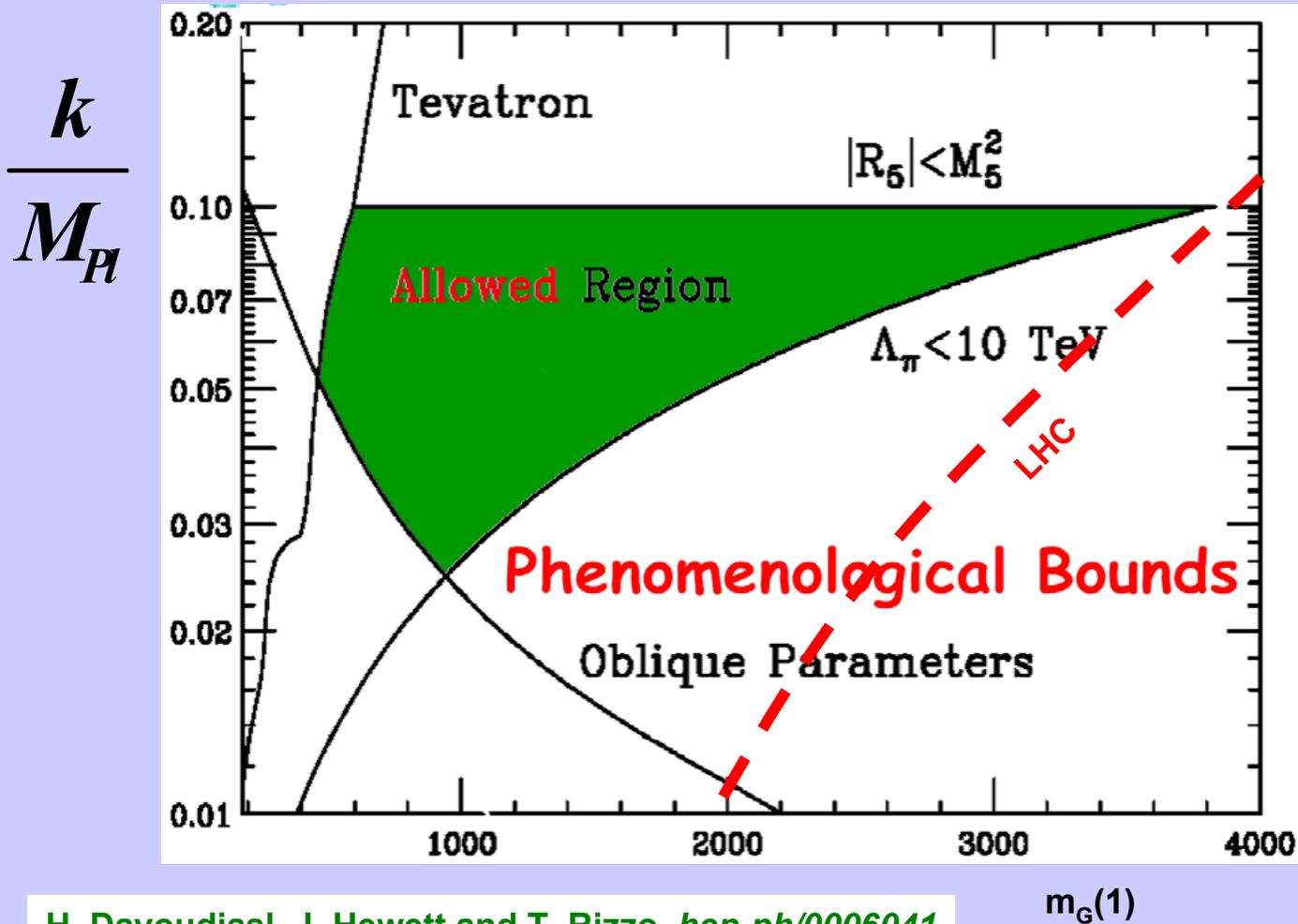
$$r_c = (82 \pm 7) \times 10^{-33} \text{ m} !!!$$



Process	Distribution	Plot
$gg \rightarrow G \rightarrow f\bar{f}$	$\sin^2 \theta^* (2 - \beta^2 \sin^2 \theta^*)$	a
$q\bar{q} \rightarrow G \rightarrow f\bar{f}$	$1 + \cos^2 \theta^* - 4\beta^2 \sin^2 \theta^* \cos^2 \theta^*$	b
$gg \rightarrow G \rightarrow \gamma\gamma, gg$	$1 + 6 \cos^2 \theta^* + \cos^4 \theta^*$	c
$q\bar{q} \rightarrow G \rightarrow \gamma\gamma, gg$	$1 - \cos^4 \theta^*$	a
$gg \rightarrow G \rightarrow WW, ZZ$	$1 - \beta^2 \sin^2 \theta^* + \frac{3}{16} \beta^4 \sin^4 \theta^*$	d
$q\bar{q} \rightarrow G \rightarrow WW, ZZ$	$2 - \beta^2 (1 + \cos^2 \theta^*) + \frac{3}{2} \beta^4 \sin^2 \theta^* \cos^2 \theta^*$	e
$gg \rightarrow G \rightarrow HH$	$\sin^4 \theta^*$	f
$q\bar{q} \rightarrow G \rightarrow HH$	$\sin^2 \theta^* \cos^2 \theta^*$	g

Narrow Graviton Resonance

La région intéressante couverte par le LHC



H. Davoudiasl, J. Hewett and T. Rizzo, *hep-ph/0006041*

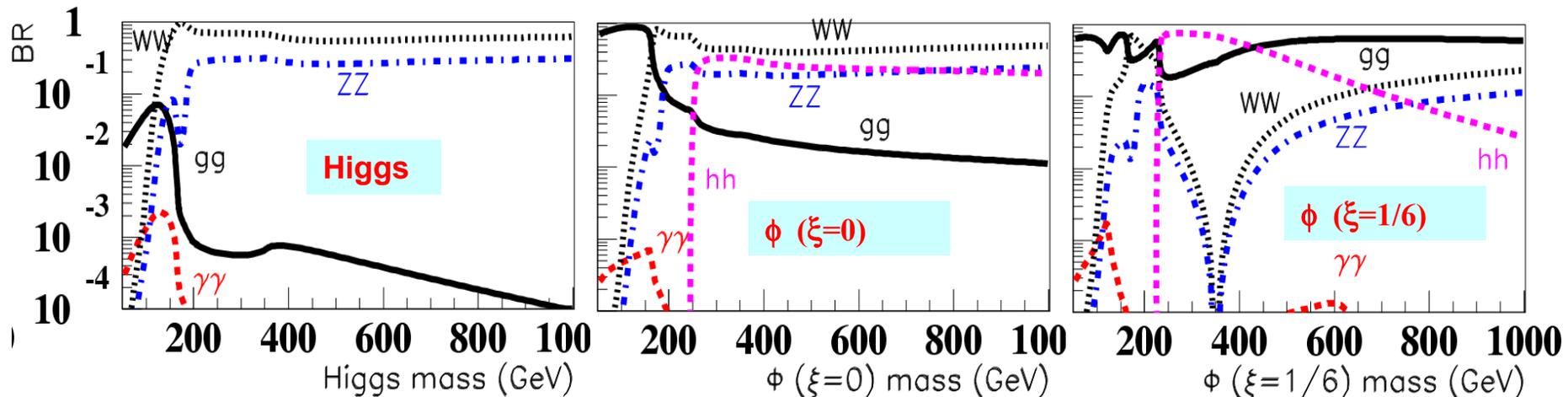
Le radion du modèle Randall-Sundrum

➔ pour stabiliser $kr_c\pi \sim 35$ ($kr_c \sim 12$)

- le radion: un champ scalaire représentant les fluctuations de la distance entre les deux branes
- *Goldberger et Wise (PRL 83 (1999) 4922)* proposent un mécanisme qui stabilise $kr_c\pi$ et donne une masse au radion, $m_\phi < m(KK=2)$

➔ propriétés du radion [G. Giudice, R. Rattazzi, J.D. Wells hep-ph/0002178]

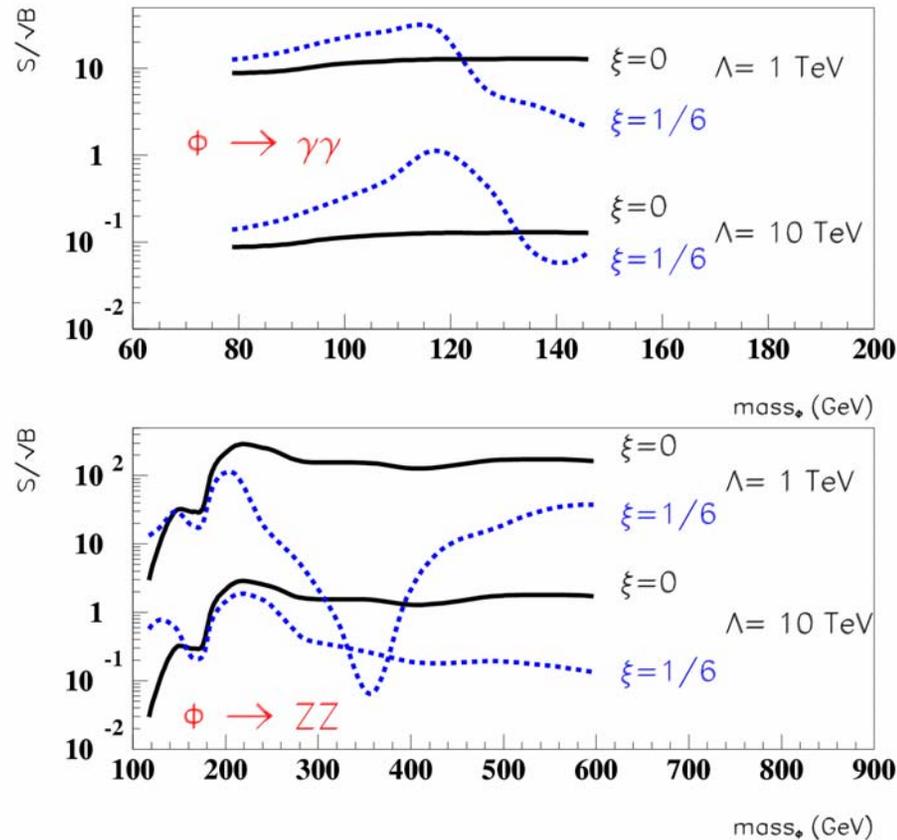
- couplages semblables à ceux du Higgs
 - mélange au Higgs et interférence (paramètre: ξ)
 - couplage plus important aux gluons
 - désintégration $h \rightarrow \phi\phi$, $\phi \rightarrow hh$ permise
 - largeur étroite



Le radion du modèle Randall-Sundrum

G.A., D. Cavalli, H. Przysiezniak, L. Vacavant
SN-ATLAS-2002-019

➔ signaux: $\phi \rightarrow \gamma\gamma$, $\phi \rightarrow ZZ$



100 fb⁻¹

➤ obtenus à partir de l'analyse du Higgs du MS

$$\frac{S/\sqrt{B}(\phi)}{S/\sqrt{B}(h)} = \frac{\Gamma(\phi \rightarrow gg)BR(\phi \rightarrow \gamma\gamma, ZZ)}{\Gamma(h \rightarrow gg)BR(h \rightarrow \gamma\gamma, ZZ)} \sqrt{\frac{\max(\Gamma_{tot}^h, \sigma_m)}{\max(\Gamma_{tot}^\phi, \sigma_m)}}$$

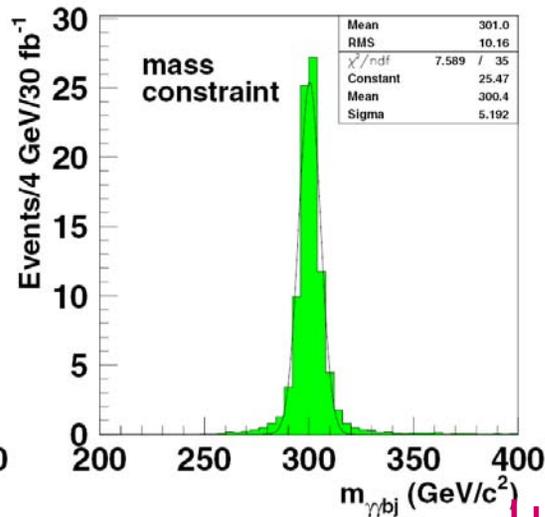
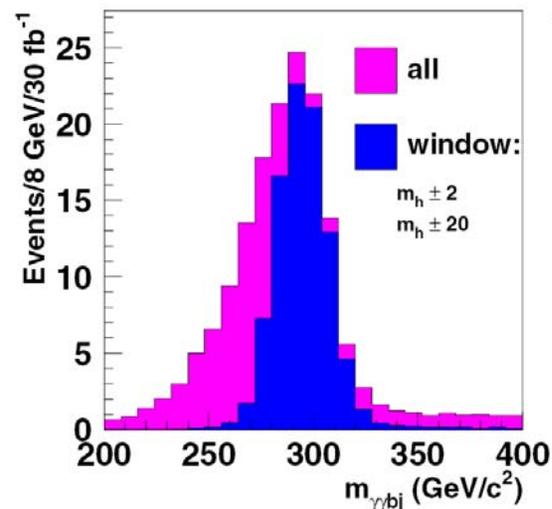
Le radion du modèle Randall-Sundrum

➤ **signal:** $\phi \rightarrow hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$

- semblable au MSSM ($H \rightarrow h h$), mais largeur et rapports de branchement différents
- cas considérés: $m_\phi = 300, 600$ GeV, $m_h = 125$ GeV

➤ **bruits de fond negligeeables**

- $gg \rightarrow \gamma\gamma$ + rayonnement QCD
- γj , jet confondu avec un photon



ξ	Δ_ϕ (TeV)	$m_\phi=300$ GeV	$m_\phi=600$ GeV
0	1	4	43
0	10	333	-
1/6	1	2	57
1/6	10	250	-

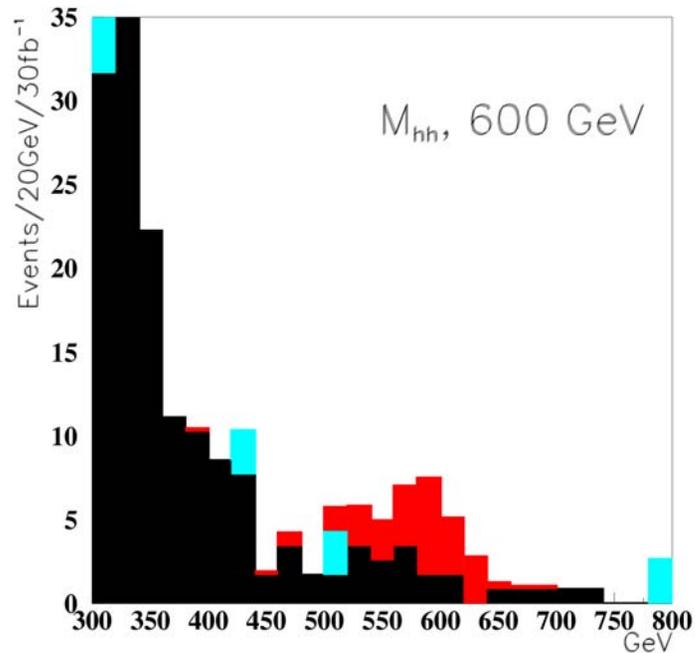
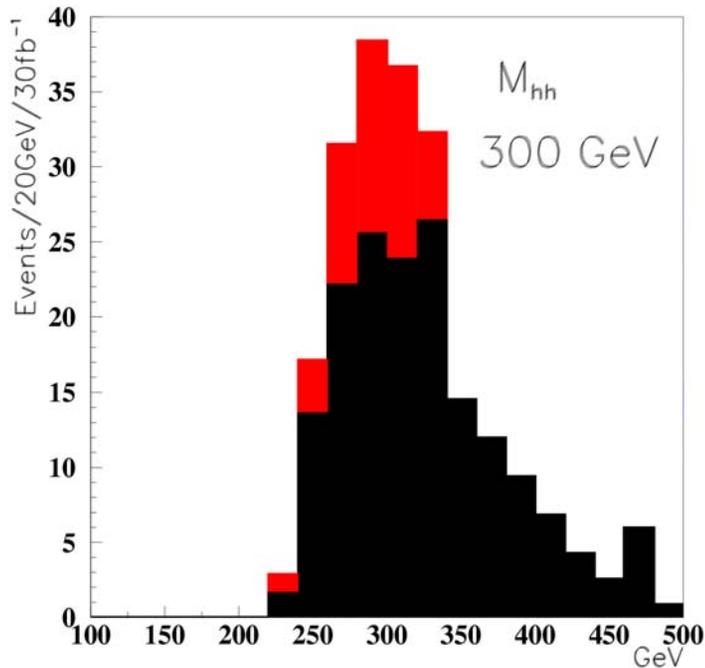
Luminosité (fb^{-1}) requise pour découverte à 5σ

On peut atteindre: 2.2 TeV ou 0.6 TeV pour $m_\phi = 300$ et 600 GeV, avec 30 fb^{-1}

Le radion du modèle Randall-Sundrum

➤ signal: $\phi \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b} \tau^+ \tau^-$

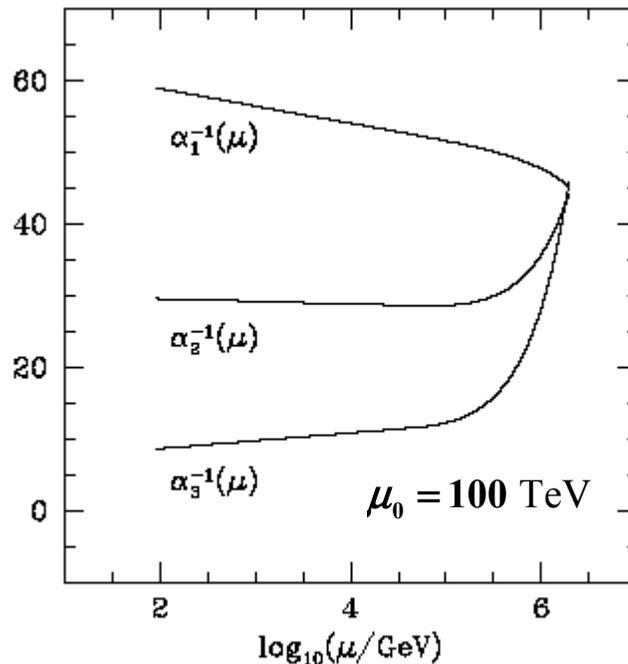
➤ Bruits de fond élevés: $t\bar{t}$, $Z + jets$, $W + jets$



on atteint: 1.0 TeV pour $m_\phi = 600$ GeV, avec 30 fb⁻¹

Unification des couplages à l'échelle du TeV

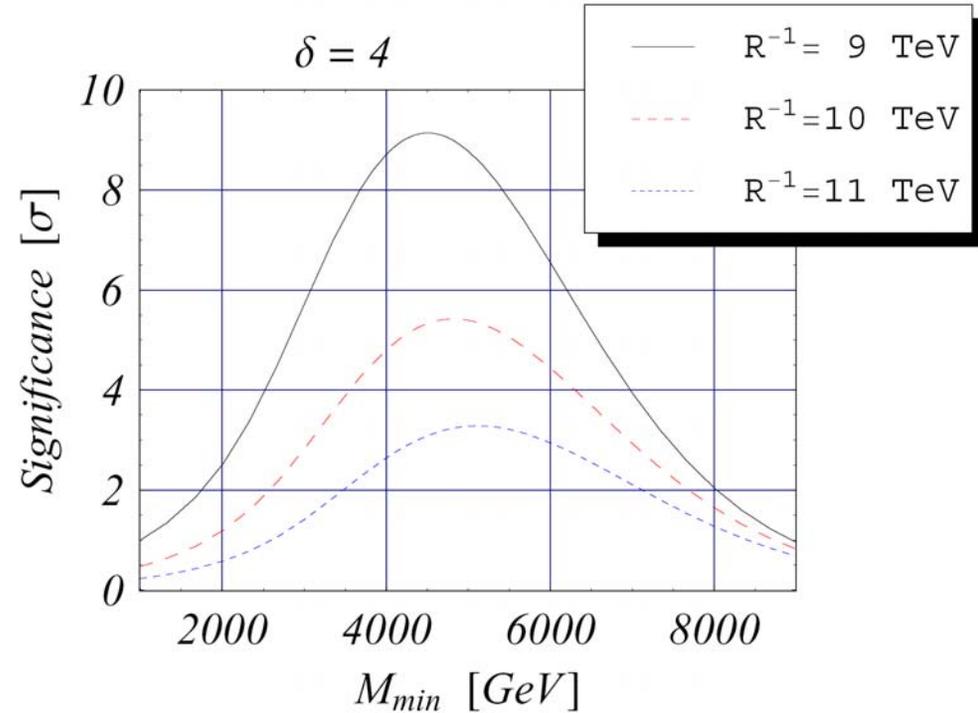
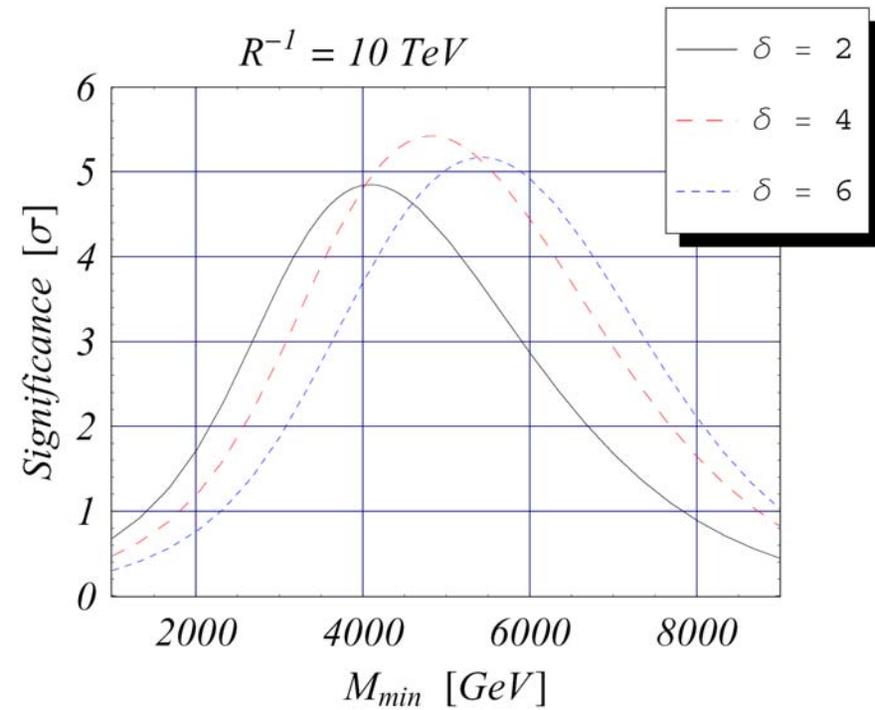
- ➔ La présence des états KK change l'évolution des couplages
 - au-dessous du 1^{er} état, évolution normale logarithmique RGE
 - au-dessus de $\mu_0 = R^{-1}$, dépendance en puissances
K.R. Dienes, E. Dudas and T. Gherghetta, *Nucl.Phys. B537 (1999) 47*
 - non-renormalisable \Rightarrow cut-off μ
les couplages de jauge reçoivent des corrections dépendant du cut-off



Unification des couplages à l'échelle du TeV

➔ **signal: section efficace des di-jets**

G. Balázs, B. Laforge, hep-ph/0110217



Significance $S = \frac{|N_{SM} - N_{XD}|}{\sqrt{N_{SM}}}$ au-dessus de M_{min}

on atteint : ~ 4 TeV ($\delta \geq 2$) tenant compte des effets du détecteur et des incertitudes sur les fonctions de structure (S. Ferrag)

With n large extra dimensions, the fundamental Newton's constant is:

$$G_N \rightarrow G_D = V_n G_N = (2\pi R)^n G_N$$

Gravitational length a^* :

when the gravitational potential energy of a particle of mass m^ is non-negligible with respect to rest mass:*

(not sure of factors, but necessary to get same formulas as in GRW)

$$\sqrt{8\pi} \times \frac{G_N m^* m}{a^*} = mc^2 \rightarrow \left[\frac{4}{(2\pi)^{n-1}} \right]^{\frac{1}{n+2}} \times \frac{G_D m^* m}{(a^*)^{n+1}} = mc^2$$

Planck mass, Planck length:

mass for which Compton wavelength = gravitational length

$$\frac{\hbar}{M_{Pl} c} = \sqrt{8\pi} a^* \Rightarrow \begin{cases} M_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{8\pi G_N}} \\ \lambda_{Pl} = \left(\frac{G_N \hbar}{c^3} \right)^{\frac{1}{2}} \end{cases} \rightarrow \frac{\hbar}{M_D c} = \left[\frac{4}{(2\pi)^{n-1}} \right]^{\frac{1}{n+2}} a^* \Rightarrow \begin{cases} M_D^{n+2} = \frac{(2\pi)^{n-1} \hbar^{n+1}}{4c^{n-1} G_D} \\ \lambda_{Pl}^{n+2} = \frac{G_D \hbar}{c^3} \end{cases}$$

quantum nature of gravity becomes important for $r < \lambda_{Pl}$

Diffusion élastique transPlanckienne

G.A., basé sur: Giudice, Rattazzi and Wells *hep-ph/0112161*

longueur de Planck:

la nature quantique de la gravitation devient importante pour $r < \lambda_{Pl}$

longueur de Schwarzschild:

la lumière ne s'échappe pas si $r > R_S$: effets de la courbure de l'espace deviennent importants

À des énergies transPlanckiennes ($\sqrt{s} \gg M_D$)

$$\left. \begin{array}{l} R_S \sim (G_D \sqrt{s})^{\frac{1}{n+1}} \\ G_D \sim M_D^{-(n+2)} \end{array} \right\} \xrightarrow{\sqrt{s} \gg M_D} \left. \begin{array}{l} R_S \gg M_D^{-1} \\ \lambda_{Pl} \sim G_D^{\frac{1}{n+2}} \sim M_D^{-1} \end{array} \right\} \rightarrow R_S \gg \lambda_{Pl}$$

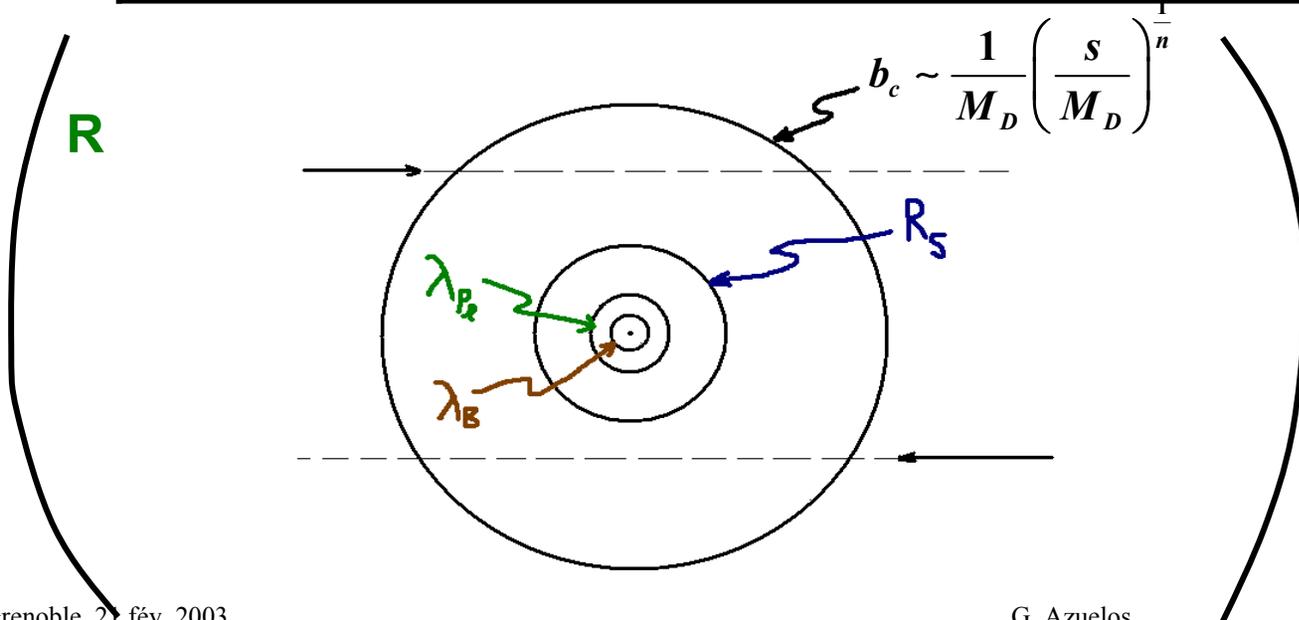
$$\left. \begin{array}{l} \lambda_B \sim \frac{1}{\sqrt{s}} \end{array} \right\} \rightarrow R_S \gg \lambda_{Pl} \gg \lambda_B$$

longueur de de Broglie

" le régime transPlanckien correspond à la limite à laquelle R_S caractérise la dynamique "

Pas tout-à-fait le cas au LHC....!!

	$\sqrt{\hat{s}} = 10 \text{ TeV}$				$\sqrt{\hat{s}} = 40 \text{ TeV}$
Nb dim	2		6		2
M_D	1.5 TeV	3 TeV	1.5 TeV	3 TeV	3 TeV
R	0.2 mm	0.05 mm	15 fm	6.1 fm	0.05 mm
R_S (fm)	2.3×10^{-4}	8.9×10^{-5}	4.2×10^{-4}	1.9×10^{-4}	1.4×10^{-4}
λ_{PI} (fm)	1.5×10^{-4}	7.4×10^{-5}	3.5×10^{-4}	1.8×10^{-4}	7.4×10^{-5}
λ_B (fm)	2.5×10^{-4}	2.5×10^{-4}	2.5×10^{-4}	2.5×10^{-4}	6.2×10^{-5}
b_C (fm)	6.2×10^{-4}	1.6×10^{-4}	5.8×10^{-4}	2.3×10^{-4}	6.2×10^{-4}

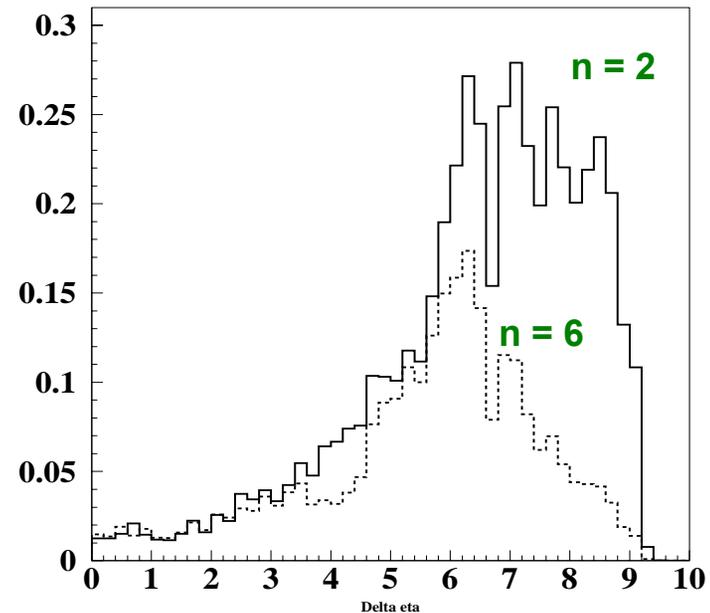
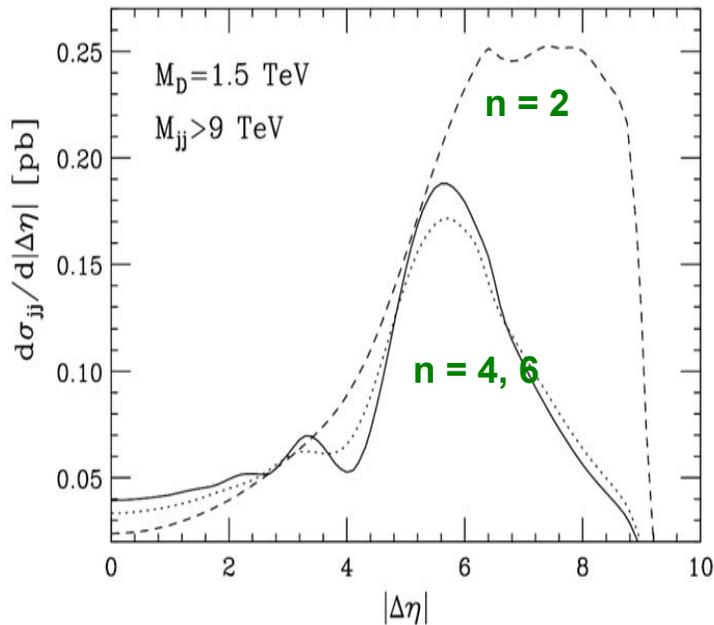


Application dans PYTHIA

$$\frac{d\sigma_{eik}}{dt} = \pi b_c^4 \left| F_n(b_c \sqrt{-t}) \right|^2$$

$$b_c = \left[\frac{(4\pi)^{\frac{n}{2}-1} \cdot s \cdot \Gamma(n/2)}{2M_D^{n+2}} \right]^{1/n}$$

$$F_n(y) = -i \int_0^\infty x J_0(xy) (e^{ix^{-n}} - 1) dx$$



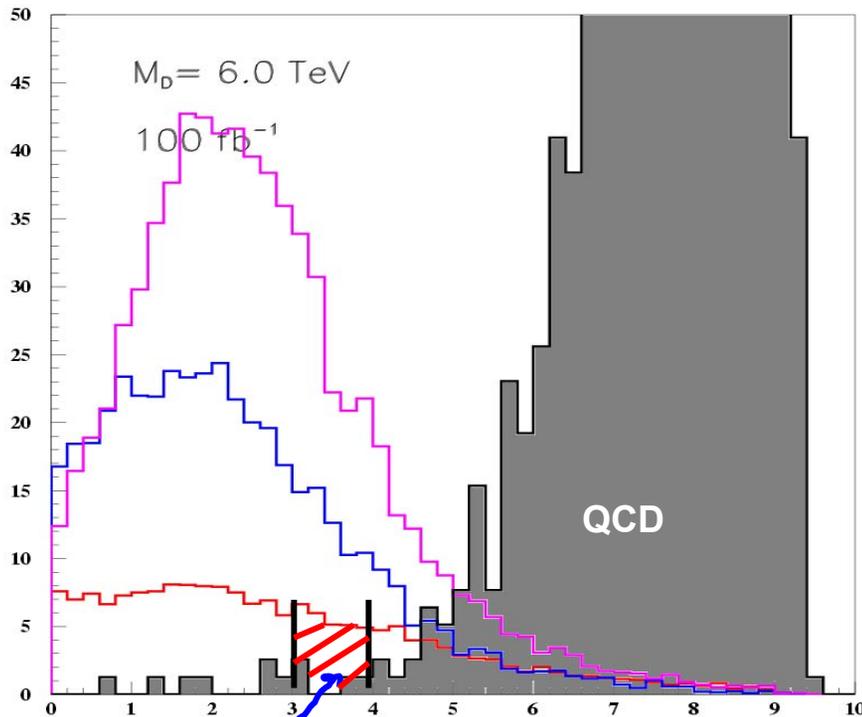
$M_{jj} > 9 \text{ TeV}, |\eta_{1,2}| > 5, p_T > 100 \text{ GeV}$

Le signal est très significatif, mais...

peut-on donner des limites?

sommes-nous à la limite de validité?

comment se comporte le détecteur?



S = 28 events,
B = 5 events

$n = 2$, $M_D = 6 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} > 9 \text{ TeV}$

$\lambda_p = 3.7 \text{ E-05 fm}$

$\lambda_B = 2.8 \text{ E-04 fm}$

$R_S = 3.4 \text{ E-05 fm}$

$R = 1.3 \text{ E+10 fm}$

$b_c = 3.5 \text{ E-05 fm}$

$n = 6$, $M_D = 6 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} > 9 \text{ TeV}$

$\lambda_p = 8.7 \text{ E-05 fm}$

$\lambda_B = 2.8 \text{ E-04 fm}$

$R_S = 8.5 \text{ E-05 fm}$

$R = 2.4 \text{ fm}$

$b_c = 8.8 \text{ E-05 fm}$

Trous noirs

➔ définition

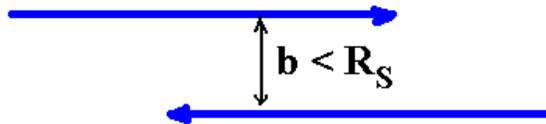
- objet confiné dans un volume de rayon $R < R_S$

Pour $n+3$ dim., $R_S^{(n)} = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_P} \left[\frac{M_{BH}}{M_P} \left(\frac{8\Gamma(\frac{n+3}{2})}{n+2} \right) \right]^{\frac{1}{n+1}}$

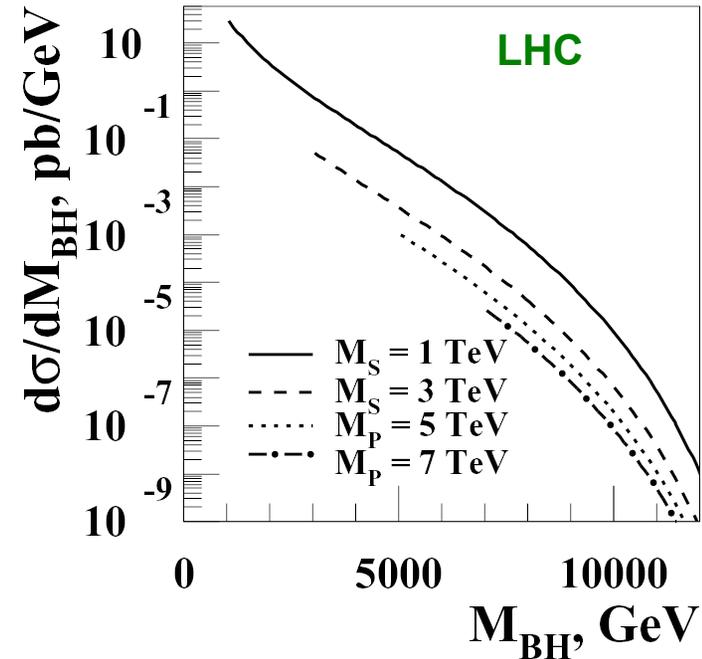
$M_P \sim \text{TeV} \Rightarrow \pi R_S^2 \sim \mathcal{O}(100\text{pb})$

➔ Production au LHC

- Pour des paramètres d'impact $b < R_S(\sqrt{s})$



⇒ formation de trous noirs



Dimopoulos et Landsberg, hep-ph/0106295

« The end of short-distance physics »

Giddings and Thomas, hep-ph/0106219

Trous noirs

➔ Incertitudes théoriques

- section efficace de production
- désintégration
 - émission de rayonnement gravitationnel (balding phase)
 - **phase principale ?** = rayonnement Hawking, ou évaporation
 - phase spin-down: perte de moment cinétique
 - phase Schwarzschild: émission de particules
 - » nombres quantiques conservés?
 - phase Planck: calculs difficiles (impossibles?)

➔ Caractéristiques

- température: dépend de la masse

$$T_H^{(n)} = \frac{n+1}{4\pi R_S^{(n)}}$$

- rayonnement de corps noir: émission de particules
 - grande multiplicité
 - émission « démocratique »
 - distribution shérique

Trous noirs

➤ Dans ATLAS: (*Préliminaire*)

➤ développement d'un Monte Carlo dans HERWIG

Groupe de Cambridge (A. Parker, B. Webber, et al.):

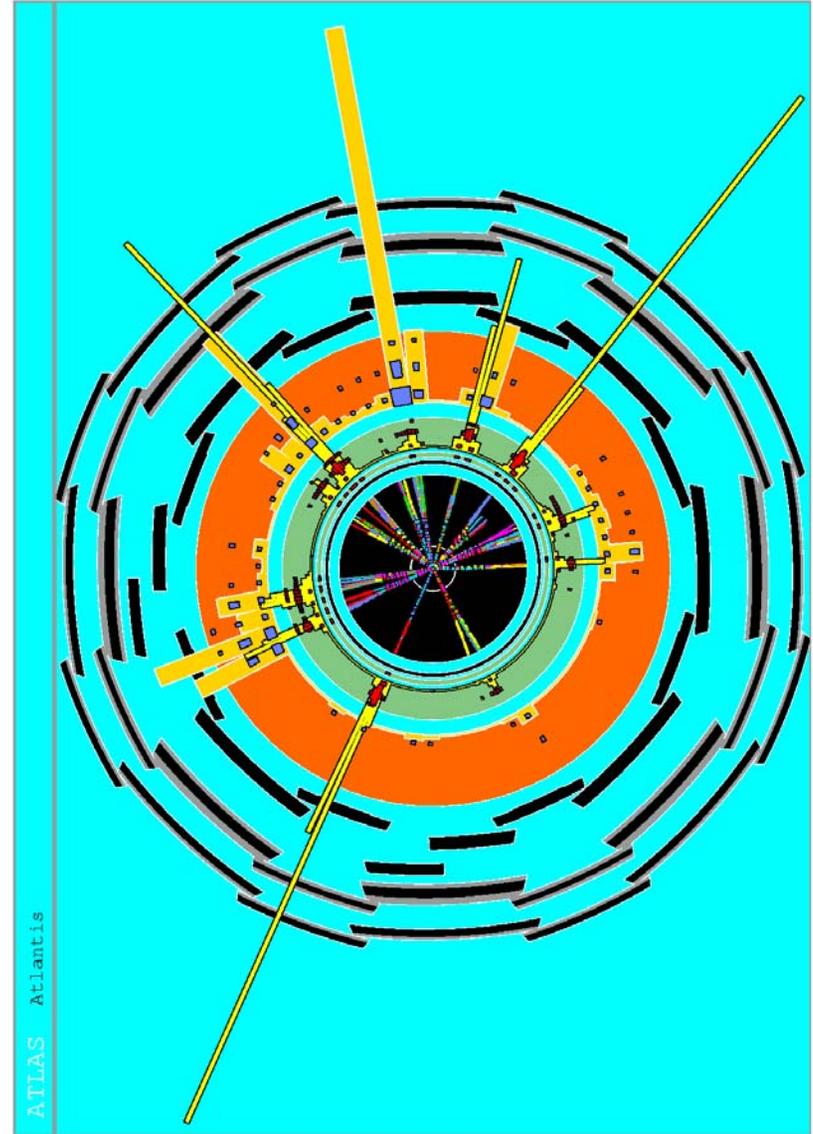
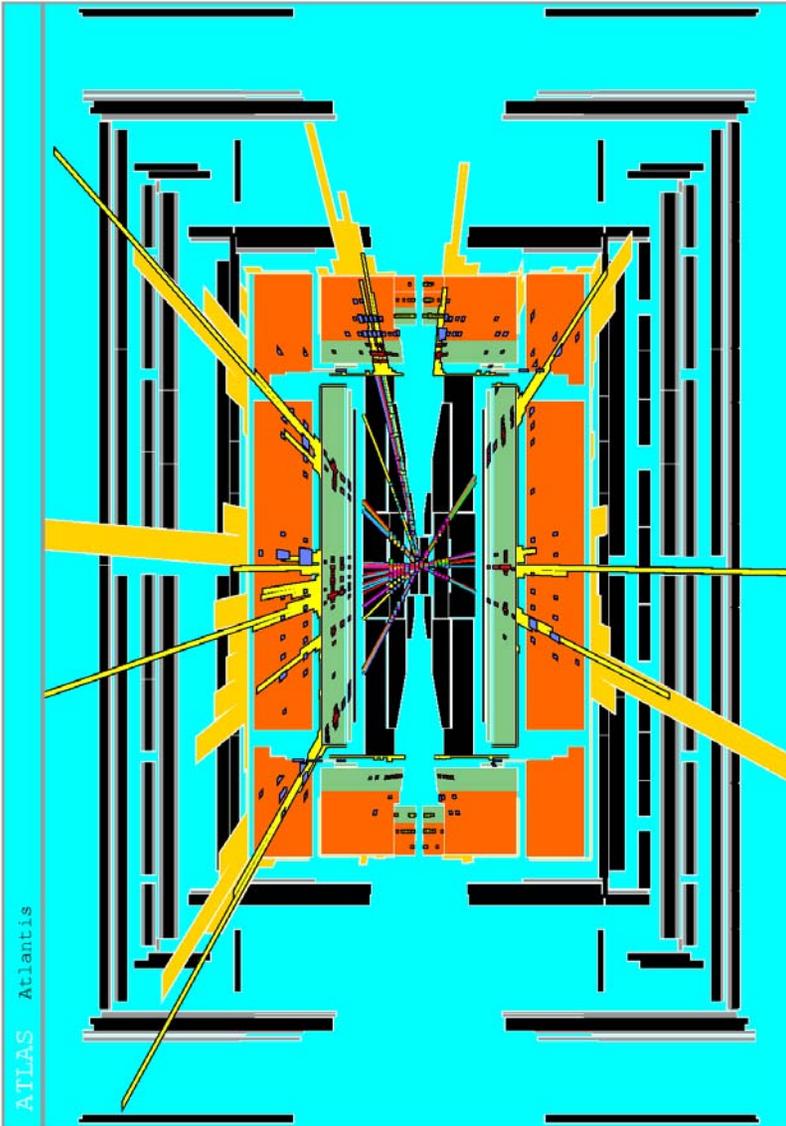
- évaporation
- évolution de la température
- facteurs “grey body”
- ...

➤ simulation dans ATLAS

Groupe japonais (T. Yamamura, J. Tanaka, et al.)

- sélection des événements sphériques
- M_{BH} reconstruite pour chaque événement
- reconstruction de M_{P} par la section efficace $d\sigma/dM_{\text{BH}}$
 - distribution en énergie pour M_{BH} donnée $\Rightarrow T_{\text{H}}$
 - » n déduit de T_{H} , M_{BH} et M_{P} (formule de rayonnement Hawking)

Trou noir dans ATLAS



$H^- \rightarrow \tau^- \nu$ dans un modèle avec un neutrino singulet

➔ Le modèle: masse faible du ν mass sans le mécanisme see-saw

N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, J. March-Russell, *hep-ph/9811448*

- neutrino singulet dans le bulk (il n'existe pas de nb quantique pour le contraindre dans une brane du MS)
 - se couple dans la brane comme un neutrino droitier avec couplage réduit par la taille de la dimension supplémentaire
 - Le terme de masse de Dirac entre ν_L and ν_{R0} réduit par le volume des dimensions supplémentaires
 - matrice de masse avec une tour d'états KK menant à une très petite masse

$H^- \rightarrow \tau^- \nu$ dans un modèle avec un neutrino singulet

➤ 2HDM-II

- MSSM: seul $H^- \rightarrow \tau_R^- \bar{\nu}$ permis
- avec la présence d'un neutrino singulet dans le bulk:

$$H^- \rightarrow \tau_R^- \bar{\nu} + \tau_L^- \psi$$

- asymétrie pour distinguer entre les modèles

$$A = \frac{\Gamma(H^- \rightarrow \tau_L^- \psi) - \Gamma(H^- \rightarrow \tau_R^- \bar{\nu})}{\Gamma(H^- \rightarrow \tau_L^- \psi) + \Gamma(H^- \rightarrow \tau_R^- \bar{\nu})}$$

➔ Le signal:

- On suppose $m_H \sim 200-400$ GeV

➔ bruits de fond

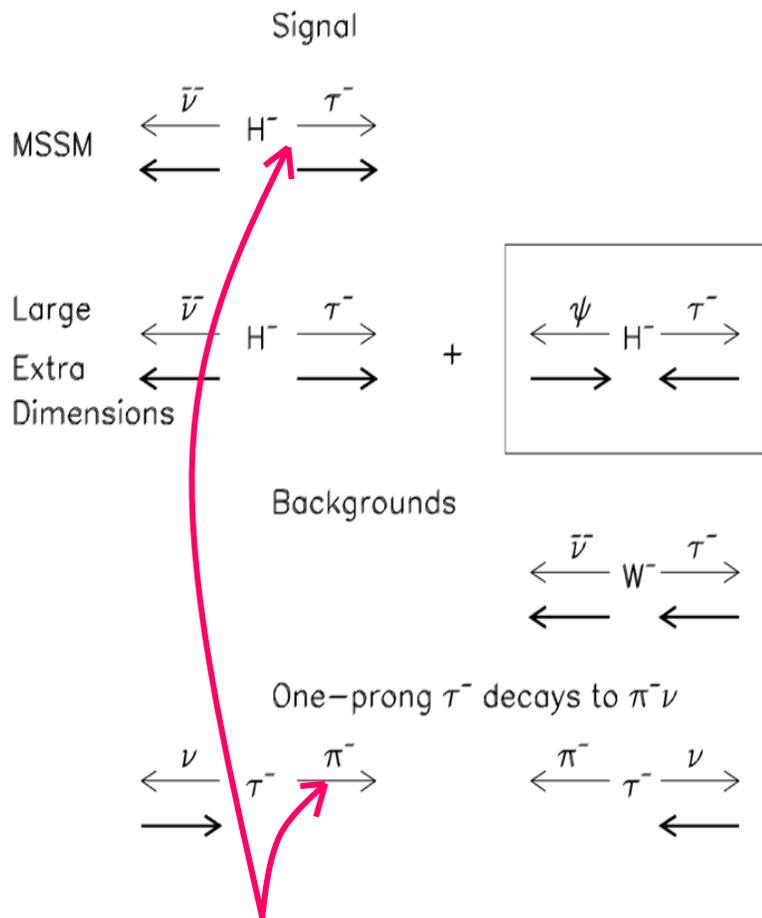
$$gb \rightarrow tH^\pm, \quad t \rightarrow jjb, \quad H^\pm \rightarrow \tau_L^\pm \nu$$

$H^- \rightarrow \tau^- \nu$ dans un modèle avec un neutrino singulet

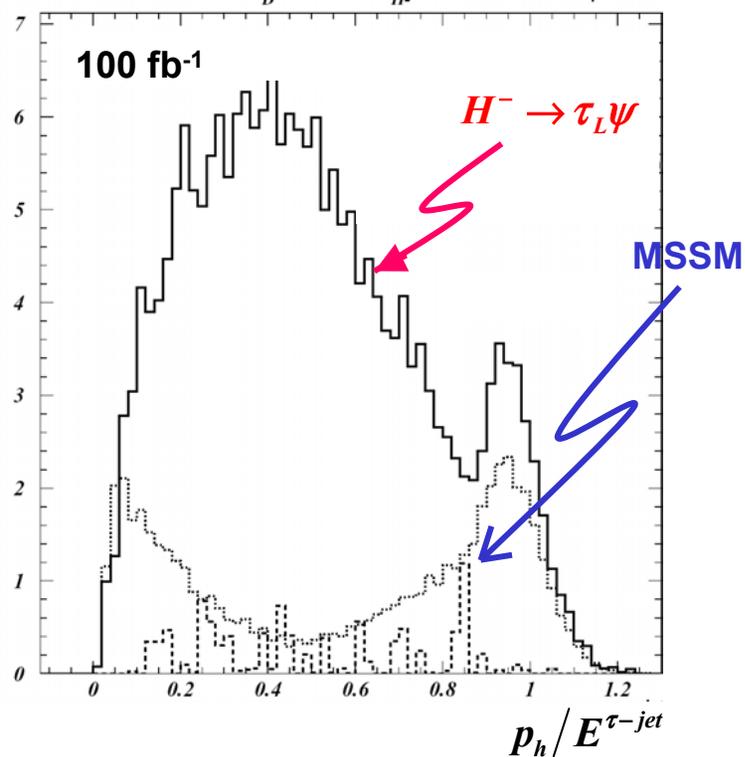
K. A. Assamagan, A. Deandrea, *ATL-PHYS-2001-019*

→ coupures

- 1-prong désintégration du τ
- 3 jets, exactement un étiqueté b
- $m_W \sim m_{jj} \pm 25 \text{ GeV}$
- $p_T(\tau), p_T(\text{miss}) > 100 \text{ GeV}$
 - rejette $W \rightarrow \tau \nu$
- $\Delta\phi(p_T(\tau)-p_T(\text{miss})) > 1.0 \text{ rad.}$



MSSM: π émis dans la même direction que le τ (direction opposée si c'est un ρ)



Conclusions

➤ Les modèles de dimensions spatiales supplémentaires cherchent à incorporer la gravité dans **l'unification des couplages** et expliquer la **hiérarchie**

- nombreux articles sur des conséquences phénoménologiques profondes sur notre conception de la physique

➤ Le LHC pourra sonder plusieurs modèles

[dans certains cas, une petite mais intéressante partie de l'espace de phase]

- grandes dimensions:
 - émission du graviton
 - échange virtuel de gravitons
- dimensions supplémentaires déformées:
 - résonance étroite du Graviton
 - le radion
- dimensions de taille TeV^{-1}
 - États KK des bosons de jauge et de fermions
 - évolution RGE des couplages
 - existence de neutrinos légers droitiers
 - dimensions supplémentaires universelles
- physique transPlanckienne
 - trous noirs
 - diffusion élastique transPlanckienne
- neutrinos droits

-update RS

-curvature scalar

- where do constraints come from?

-brane thickness