

ミニブラックホール・string ballの研究

兼田 充

東京大学素粒子センター

@LHCでの余剰次元研究

概要

- 余剰次元について
 - TeV-Scale Gravity
 - 実験的制限
- ミニブラックホール
 - 生成、崩壊
 - 主にATLASでの解析
 - Split Brane
 - Thermal Black Hole
- String Ball
- 現在用いてるブラックホールモデルの問題点
- まとめ

TeV-Scale Gravity

階層性問題:

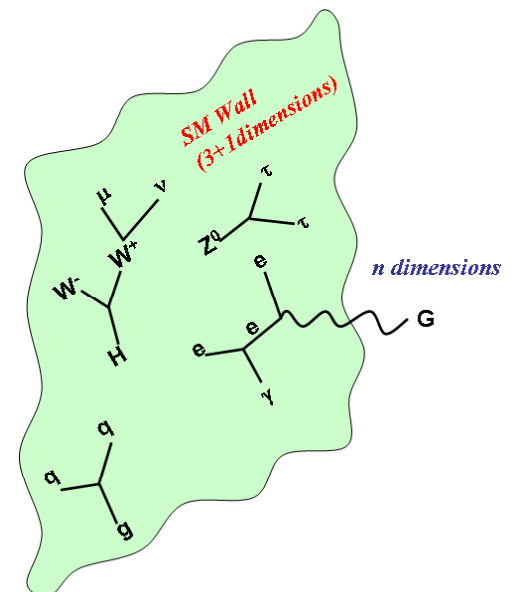
- 20世紀に解決出来なかった標準理論の問題のひとつ
- 電弱スケールとプランクスケールの大きなずれ
 - $M_{\text{Pl}}(10^{19}\text{GeV}) \gg M_{\text{W}}(10^2\text{GeV})$

余剰次元:

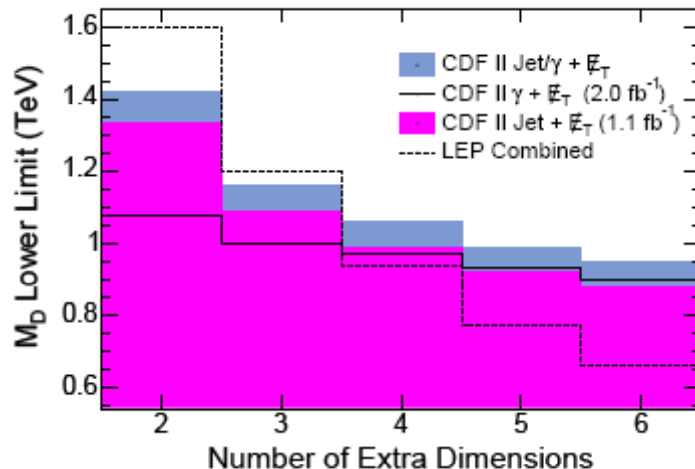
- 階層性問題を解決する可能性のある理論のひとつ
- 重力だけが余剰次元へ伝播出来、減衰する
- 我々が見える4次元でのプランクスケールはこのことにより弱まって見える
 - $d(=n+4)$ 次元でのプランクスケール $M_D \sim \text{TeV}$

いくつかのアプローチ:

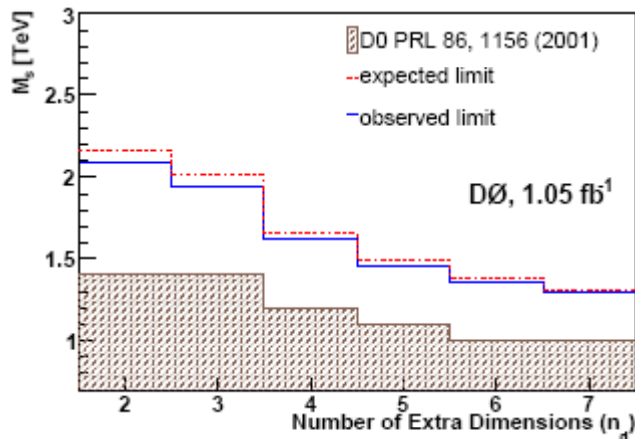
- Additional large flat dimensions
 - Arkani-Hamed, Dimopoulos and Dvali (ADD)
- A single warped extra dimension
 - Randall and Sundrum (RS)



余剰次元への実験的制限



j/γ +missEt, CDF:Phys. Rev. Lett. 101, 181602(2008)



di-e/g, DØ:arXiv:0809.2813v1

余剰次元の探索実験

加速器 (Tevatron, LEP)

- 重力子サーチ (γ or j + missing E_T)
- KK graviton
- dijet角度

Tabletop

- ねじれ振り子で直接短距離重力の測定

宇宙線

- 超新星爆発のKK graviton生成(KK gravitonが運ぶエネルギー量、崩壊物の計測によるリミット)
- Ultra high-energy cosmic ray neutrinosと大気との衝突によるブラックホール探索

余剰次元への実験的制限

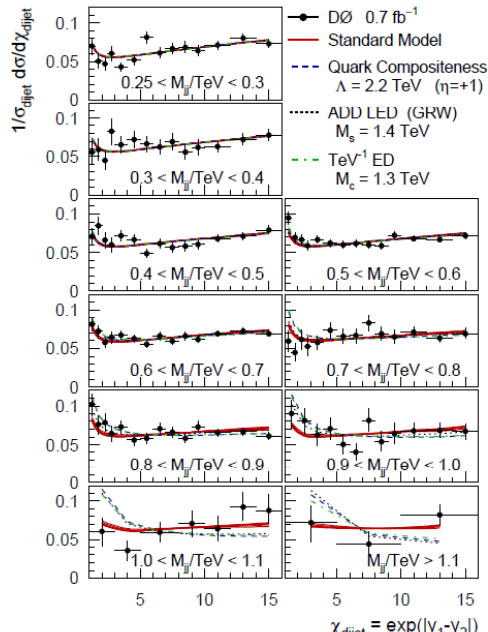


TABLE I: Expected and observed 95% C.L. limits in units of TeV on various new physics (NP) models for different Bayesian priors, and for the $\Delta\chi^2$ criterion.

Model (parameter)	Prior flat in NP Lagrang.		Prior flat in NP x-section		$\Delta\chi^2 = 3.84$ criterion	
	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.	Exp.	Obs.
Quark comp. (Λ)						
$\eta = +1$	2.91	3.06	2.76	2.84	2.80	2.92
$\eta = -1$	2.97	3.06	2.75	2.82	2.82	2.96
TeV ⁻¹ ED (M_C)						
	1.73	1.67	1.60	1.55	1.66	1.59
ADD LED (M_S)						
GRW	1.53	1.67	1.47	1.59	1.49	1.66
HLZ $n=3$	1.81	1.98	1.75	1.89	1.77	1.97
HLZ $n=4$	1.53	1.67	1.47	1.59	1.49	1.66
HLZ $n=5$	1.38	1.51	1.33	1.43	1.35	1.50
HLZ $n=6$	1.28	1.40	1.24	1.34	1.25	1.39
HLZ $n=7$	1.21	1.33	1.17	1.26	1.19	1.32

余剰次元の探索実験

加速器 (Tevatron, LEP)

- 重力子サーチ (γ or j + missing E_T)
- KK graviton
- dijet角度

Tabletop

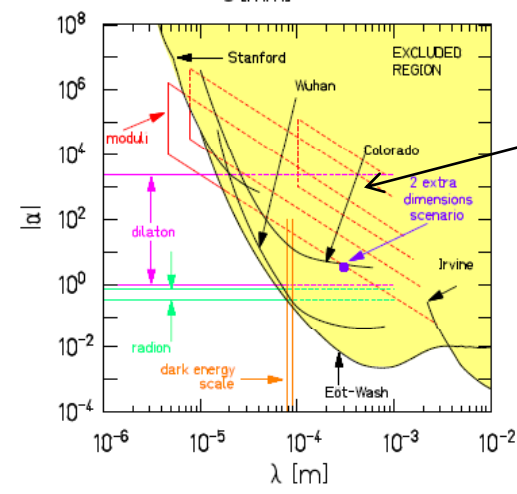
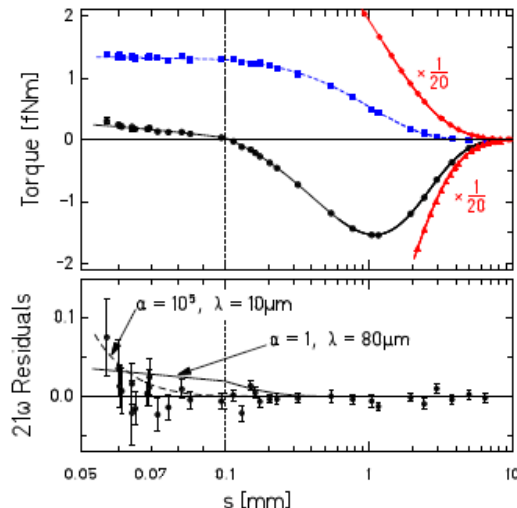
- ねじれ振子で直接短距離重力の測定

宇宙線

- 超新星爆発のKK graviton生成(KK gravitonが運ぶエネルギー量、崩壊物の計測によるリミット)
- Ultra high-energy cosmic ray neutrinosと大気との衝突によるブラックホール探索

dijet, D0:arXiv:0906.4819

余剰次元への実験的制限



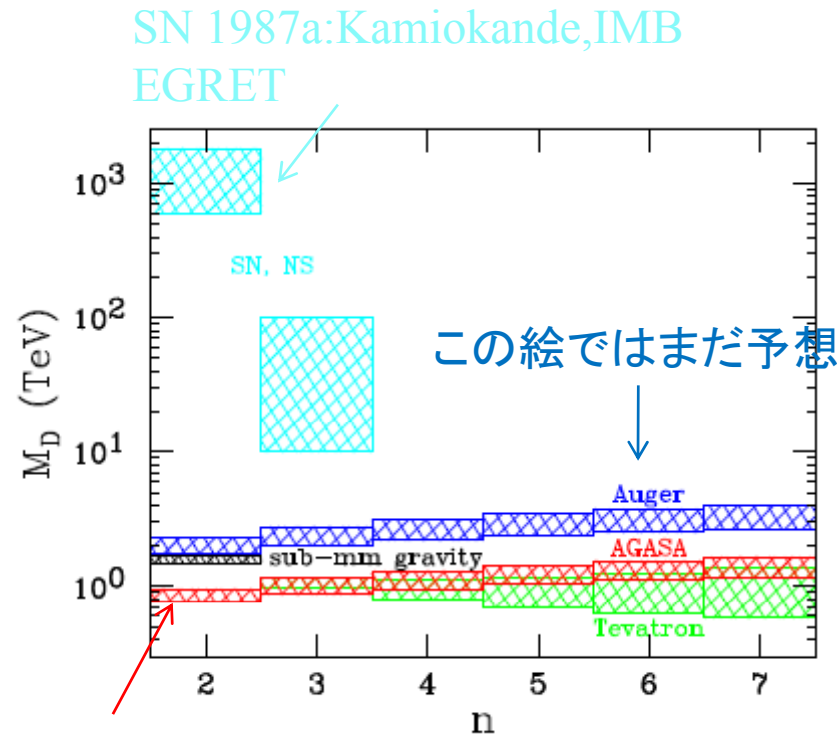
ADDでは
 $\alpha = 8n/3$ の時の λ が
 余剰次元のサイズ
 R に相当
 リミット for $n=2$:
 $R < 37 \mu\text{m}$
 $M_D > 3.6 \text{TeV}$

余剰次元の探索実験

- 加速器 (Tevatron, LEP)
 - 重力子サーチ (γ or $j + \text{missing } E_T$)
 - KK graviton
 - dijet 角度
- **Tabletop**
 - **ねじれ振り子で直接短距離重力の測定**
- 宇宙線
 - 超新星爆発の KK graviton 生成 (KK graviton が運ぶエネルギー量、崩壊物の計測によるリミット)
 - Ultra high-energy cosmic ray neutrinos と大気との衝突によるブラックホール探索

Torsion Balance, Washington:
 Part. Nucl. Phys. 62, 102(2009)

余剰次元への実験的制限



By BH production

Phys. Rev. D. 65 124027(2002)

余剰次元の探索実験

加速器 (Tevatron, LEP)

- 重力子サーチ (γ or j + missing E_T)
- KK graviton
- dijet 角度

Tabletop

- ねじれ振子で直接短距離重力の測定

宇宙線

- 超新星爆発の KK graviton 生成 (KK graviton が運ぶエネルギー量、崩壊物の計測によるリミット)
- Ultra high-energy cosmic ray neutrinos と大気との衝突によるブラックホール探索

ミニブラックホールの生成

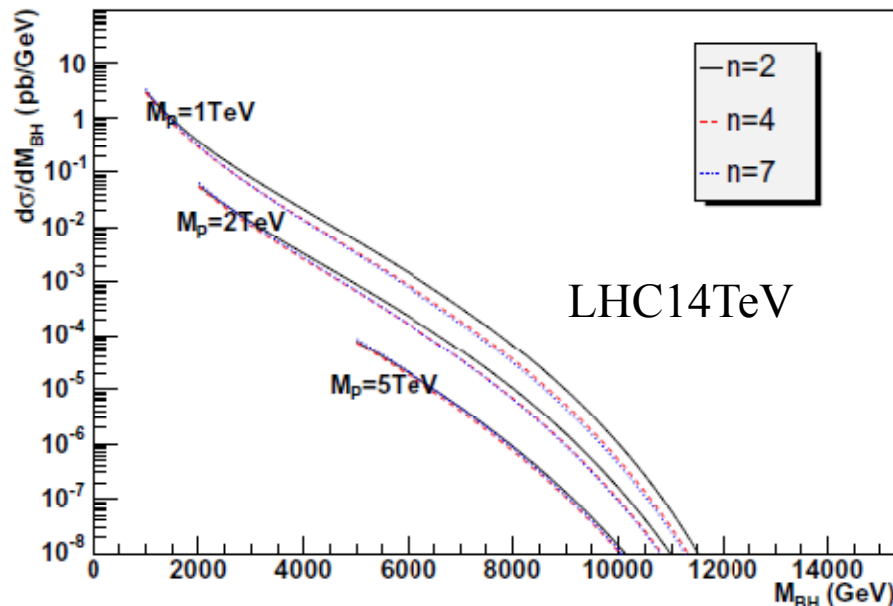
- $\sqrt{s}=M_{BH}$ の2粒子の衝突で、インパクトパラメータ b が horizon 半径 ($r_h \sim s/M_D^2$) の2倍より小さければブラックホールが生成される

$$b < r_h = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right) \right]^{\frac{1}{1+n}}$$

$$\sigma(M_{BH}) \sim \pi r_h^2 = \frac{1}{M_D^2} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right) \right]^{\frac{2}{1+n}}$$



- $M_D \sim \text{TeV}$ ならLHCでTeV程度のミニブラックホールが出来る
- $\sqrt{s} \sim M_D \sim \text{TeV}$ で $\sigma \sim 100 \text{pb}$ → 非常に大きい



- 陽子陽子衝突実験では...

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow BH + X)}{dM_{BH}} = \frac{dL}{dM_{BH}} \hat{\sigma}(ab \rightarrow BH) \Big|_{\hat{s}=M_{BH}^2}$$

$$\frac{dL}{dM_{BH}} = \frac{2M_{BH}}{\hat{s}} \sum_{a,b} \int_{M_{BH}^2/\hat{s}}^1 \frac{dx_a}{x_a} f_a(x_a) f_b \left(\frac{M_{BH}^2}{\hat{s}x_a} \right)$$

$f_i(x)$: PDFs

ミニブラックホールの崩壊

- TeV程度のブラックホールは極めて温度(ホーキング温度 T_H)が高く、 $\sim 10^{-26}$ sのうちに大量の高エネルギー粒子を放出して崩壊する

$$T_H = M_D \left[\frac{M_D}{M_{BH}} \left(\frac{n+2}{8\Gamma((n+3)/2)} \right) \right]^{2/(1+n)}$$

- 崩壊過程は大きく次の4つに分けられる
 - Balding Phase**: 重力子やゲージ粒子の放出により、multipole momentを失い charge, spin, massだけで特徴付けられる状態になる
 - Spin down Phase**: 衝突の際に生まれる非常に大きな角運動量を粒子放出により放出していく
 - Schwarzschild Phase**: ホーキング輻射で粒子を放出
 - Planck Phase**: $M_{BH} \sim M_D$ 時点。このphaseではquantum gravityが必要
- ホーキング輻射以外はまだ良く分かってない部分が多く、特に最後のPlanck Phaseについてはま全く分かっていない
 - $M_{BH} \sim M_D$ になった時点で多体崩壊?
 - 余剰次元へ消える?
 - String?

Black Hole Generator

➤ TRUENOIR

- Schwarzschild Phase , Planck Phaseのみ。Planck Phaseは単に2体崩壊

➤ CHARYBDIS

- Gray-body factor やtime dependenceを含む

➤ CATFISH

- 上記に加え、Black hole生成時のエネルギー損失($ij \rightarrow \text{BH} + X$, X : event horizonに捕えられなかったもの), graviton emission, remnantオプション

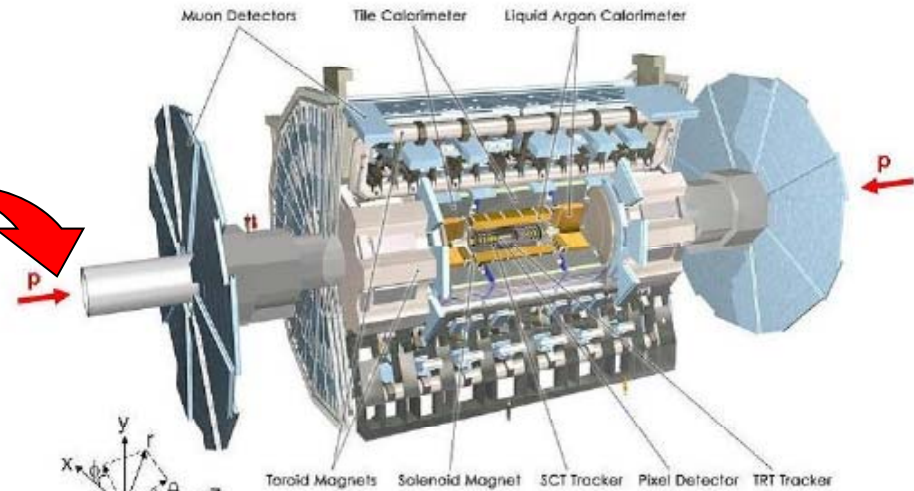
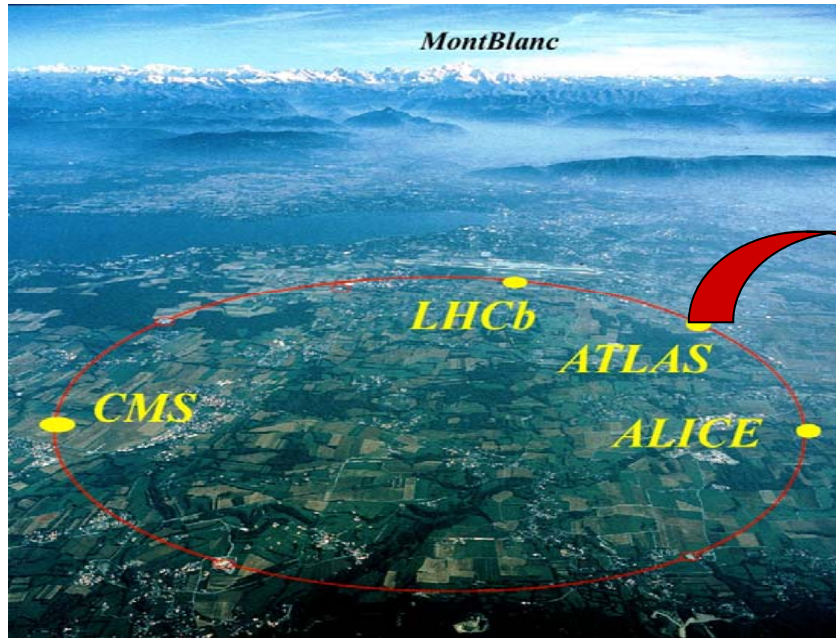
➤ BlackMax (1,2)

- 上記に加え、Black holeの角運動量(spin-down phase)、split brane model

➤ CHARYBDIS 2

- CHARYBDISにエネルギー損失や角運動量、remnantの扱いのオプション
- 最近のアップデートでstring ballのシミュレーションも上記のそれぞれで出来る様になった(今現在のofficial releaseに入ってるのはCHARYBDIS2だけ)
- ATLASでは現在までCHARYBDISを使用
- CMSもTDRの結果はCHARYBDIS

LHC・ATLAS



直径22m、長さ44m、総重量7000t

LHC

- 陽子-陽子衝突型加速器
- 周長約27km
- 重心系エネルギー 14 TeV
- ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

期待される物理

- 標準理論で予測される全領域でのヒッグス粒子の発見
- 超対称性粒子の発見
- 超対称性以外の、余剰次元を含む標準理論を超えた物理の発見
- 標準理論の詳細測定

現在(ATLASで)用いてるモデル

➡ ブラックホールジェネレーター:CHARYBDIS

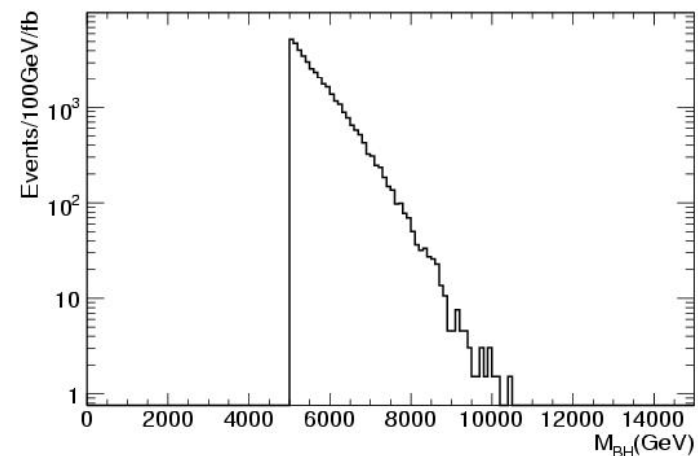
➡ 生成断面積 $\sigma = \pi r_h^2$ ($r_h = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right) \right]^{1/n}$, n:余剰次元の数)

➡ ブラックホールの生成下限値 $M_{BHmin} = x_{min} M_D$ はフリーパラメーター

➡ 生成時のブラックホールの角運動量は無視し、最初の二つの崩壊phaseは行わない
崩壊時に標準理論の粒子だけを放出

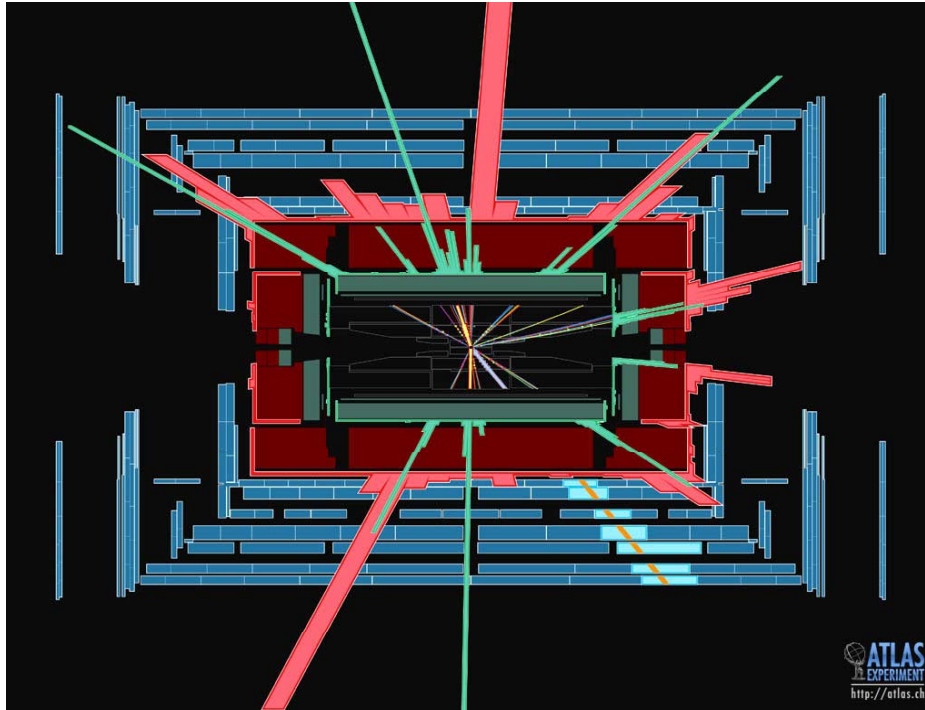
➡ グラビトンは放出しない

➡ Planck phaseになった後は単に2体崩壊を行う



Charybdisで生成した
ブラックホールの質量分布

ブラックホールイベント



ATLAS Event display: Simulation of Black Hole event

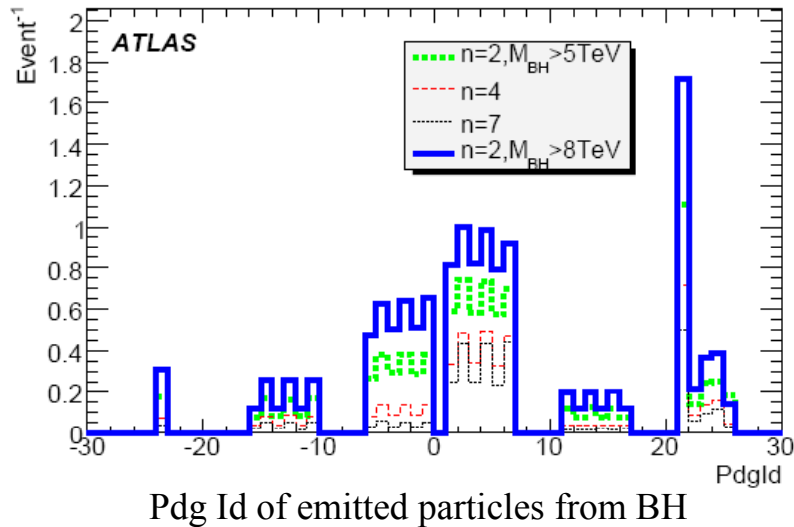
- 非常に大きな生成断面積
($\sim 1 \text{ event/s}$ for TeV BH)
- 大量の粒子を放出
 - Spherical
- さらにレプトンを含むイベントも多い
- Backgrounds
 - dijet, $t\bar{t}$, W/Z+jets
- Trigger efficiencyが高い

a) CHARYBDIS: $n = 2, m > 5 \text{ TeV}$

Trigger	L1	L2	EF
j100	1	1	1
j400	0.997	0.997	0.997
3j100	0.998	0.998	0.998
3j250	0.972	0.971	0.971
4j100	0.985	0.985	0.985
4j250	0.865	0.862	0.862

Efficiency for jet trigger

放出粒子



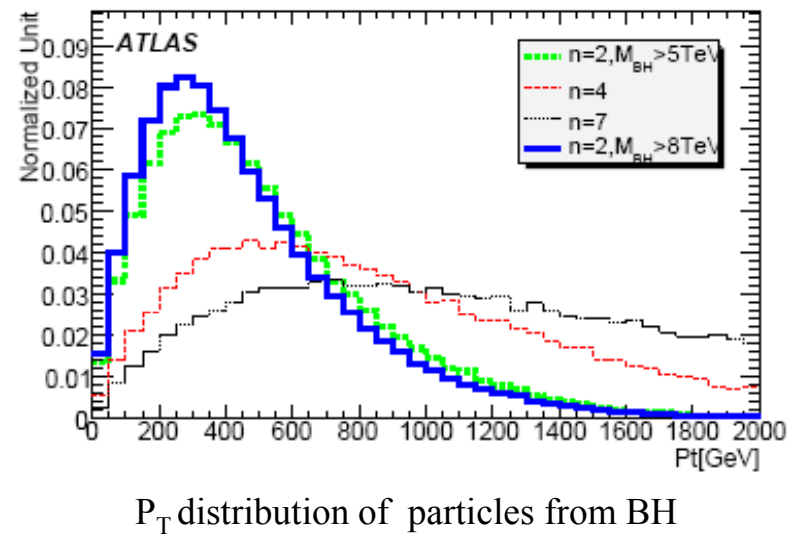
- 非常に高エネルギーの粒子を放出
- 余剰次元の大きい方がエネルギー高い粒子を放出

■ 放出粒子が少なくなる

$$\frac{dN}{dE} \propto \frac{(E/T_H)^2}{\exp(E/T_H) + c} \leftarrow \begin{matrix} \text{Hawking Temperature} \\ =-1(1) \text{ for boson(fermion)} \end{matrix}$$

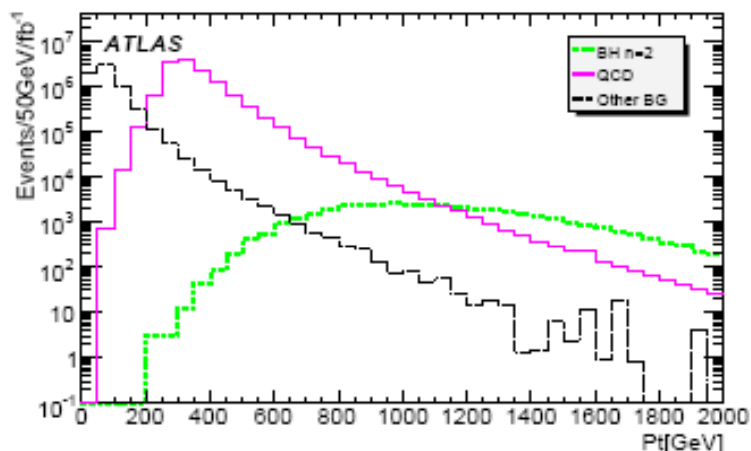
$$T_H = M_P \left[\frac{M_D}{M_{BH}} \left(\frac{n+2}{8\Gamma((n+3)/2)} \right) \right]^{1/n}$$

- ブラックホールからの放出粒子
- ほとんどはホーキング輻射でその輻射率は自由度のみによって決まる
- 完全なdemocratic decayが破れてるのはgray-body factorやremnantの扱い、電化、カラー、バリオン数の保存による

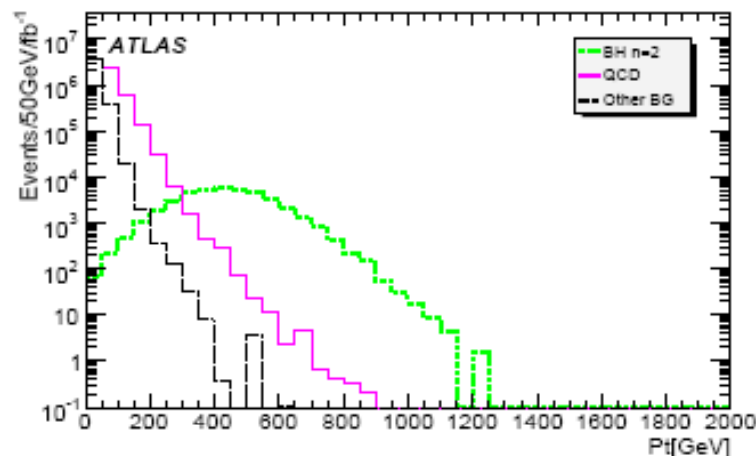


P_T distribution of particles from BH

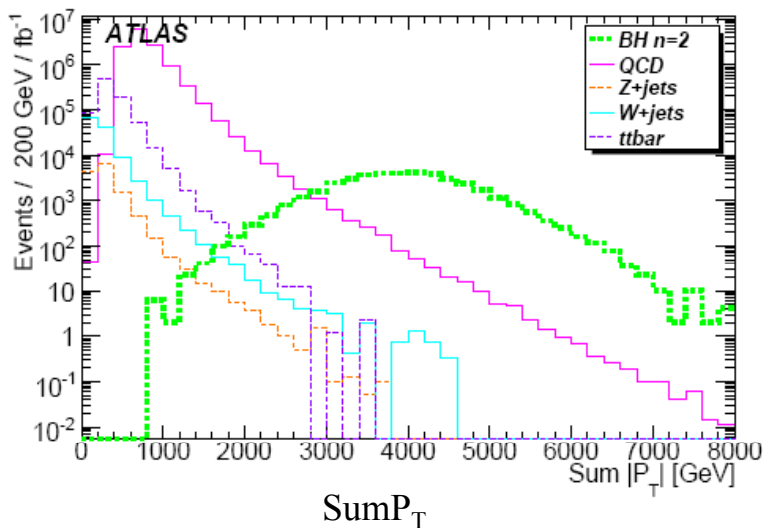
ブラックホールイベントの特徴1



P_T distribution of leading particle

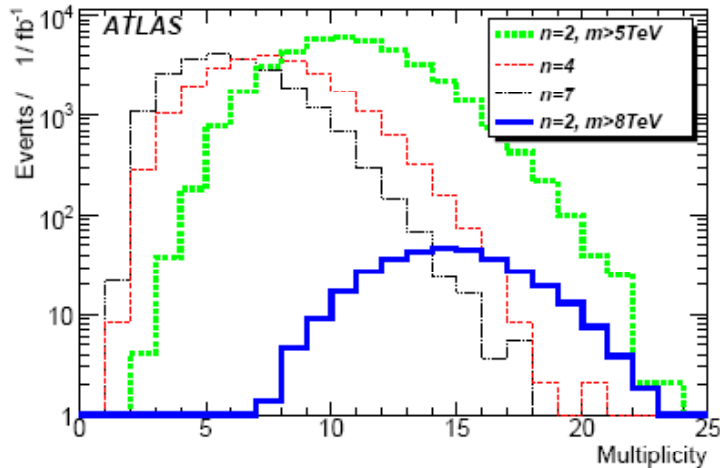


P_T distribution of 4th leading particle

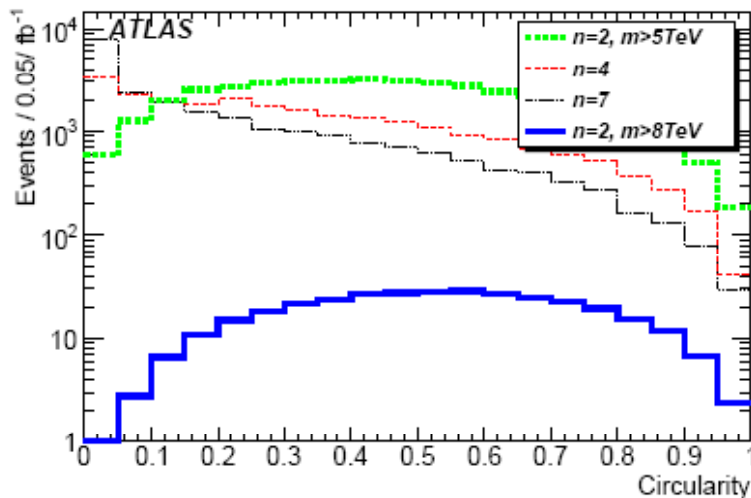


- 4番目の粒子でも非常にエネルギーが大きい
- $\text{Sum}P_T$: A scalar sum of P_T of all particles in the event

ブラックホールイベントの特徴2

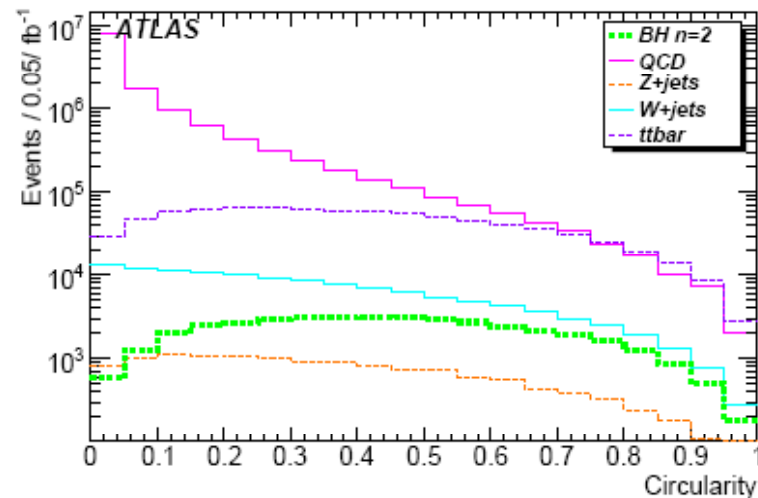


Particle Multiplicity of BH with different parameters



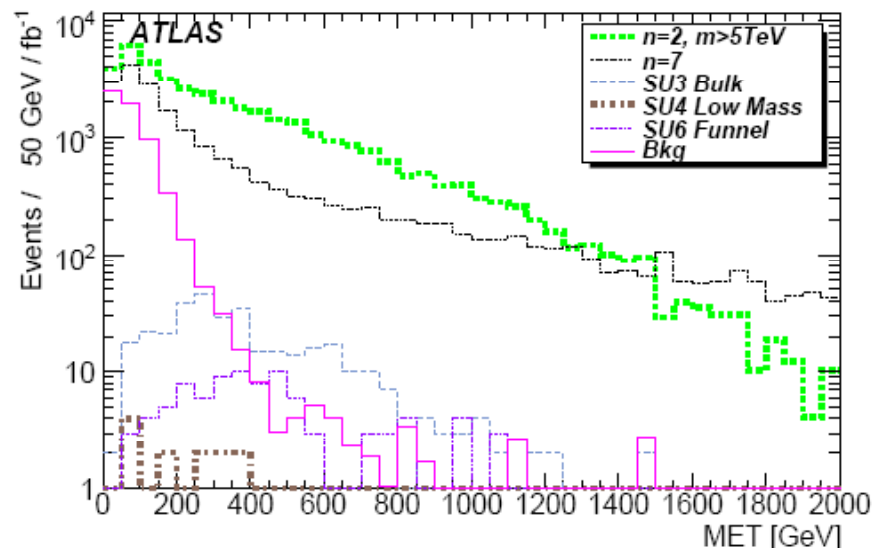
Circularity of Black Holes

- 余剰次元の多い方がホーキング温度が高くなり、1放出粒子のエネルギーが大きい
 - Multiplicityは小さくなる
- CircularityやSphericity、Trust等もイベントセレクションとして考えられるが、Multiplicityに大きく依存してしまう



Circularity, compared with backgrounds

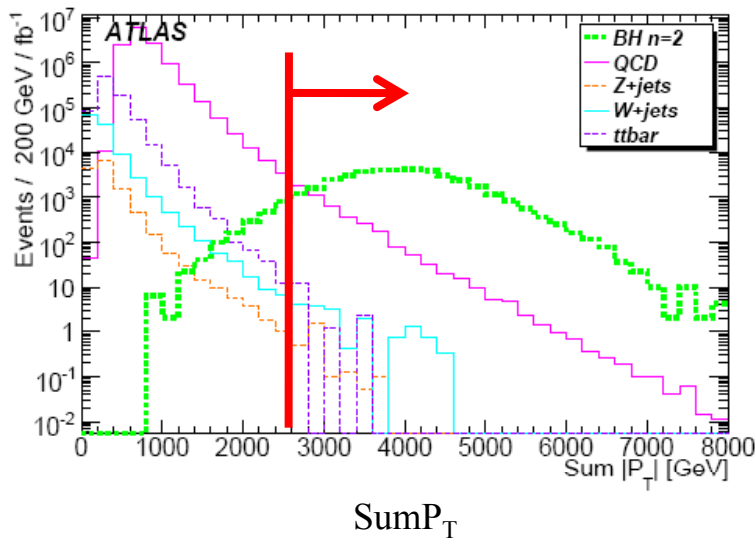
ブラックホールイベントの特徴3



Missing E_T (with event selection: $\text{Sum}P_T > 2500\text{GeV}$)

- High P_T のニュートリノも放出するため Missing E_T も大きい
- SUSY等と比べても十分大きなtailを持つ
- 現在用いてるモデルでは重力子は放出していない
 - 重力子はすべて Missing E_T の起源となり特に次元が高くなると自由度が増え放出される割合が増えるため重要になる
(重力子の自由度 $N=d(d-3)/2$)
 - ただし、重力子に対する回転するブラックホールの gray-body factor の計算が非常に難しい

イベントセレクション1: Sum P_T

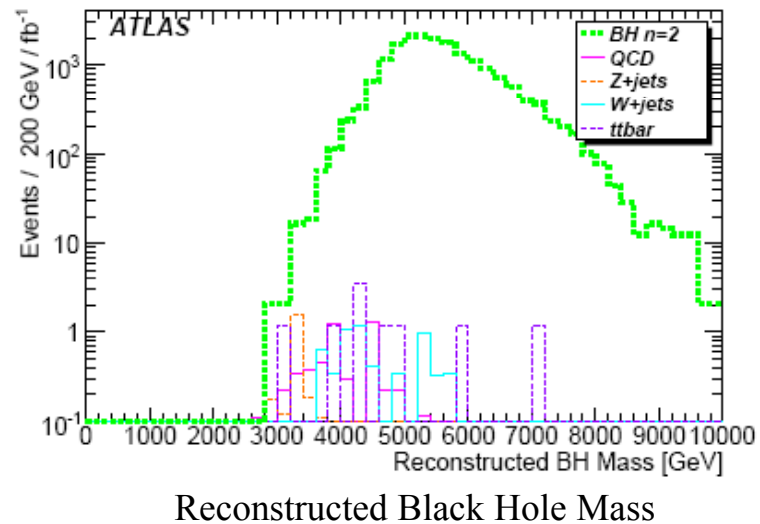


- Sum P_T selection
 - Sum P_T ($\Sigma_{\text{all}} P_T$) > 2.5 TeV
 - P_T > 50 GeV のレプトンを要求
- Particle multiplicityに依存しない
- ブラックホールの4元運動量はイベント中の全粒子の和 (P_T, >15 GeV for e, μ, γ, >20 GeV for jet)
- Missing ET も P_Z=0の粒子として加える

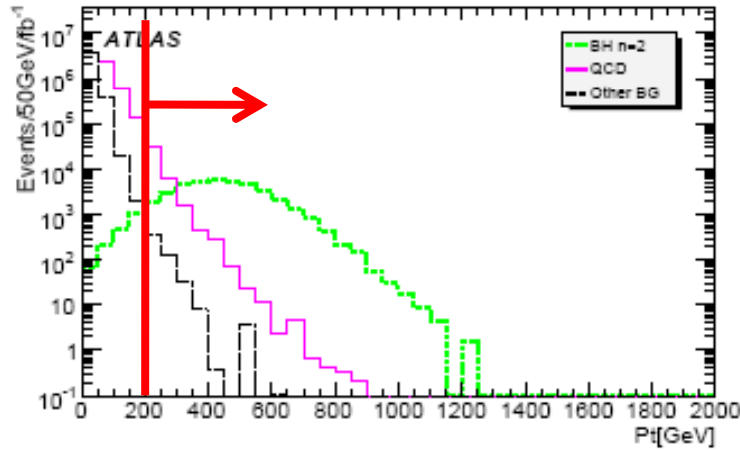
Event Efficiency: Sum P_T selection

Dataset	Before selection (fb)	$\Sigma p_T > 2.5 \text{ TeV}$ (fb)	After requiring a lepton acceptance (fb)	acceptance
$n = 2, m > 5 \text{ TeV}$	$40.7 \pm 0.1 \times 10^3$	$39.2 \pm 0.3 \times 10^3$	$18.6 \pm 0.2 \times 10^3$	0.46
$n = 4, m > 5 \text{ TeV}$	$24.3 \pm 0.1 \times 10^3$	$22.6 \pm 0.2 \times 10^3$	6668 ± 83	0.27
$n = 7, m > 5 \text{ TeV}$	$22.3 \pm 0.1 \times 10^3$	$20.1 \pm 0.2 \times 10^3$	3574 ± 60	0.17
$n = 2, m > 8 \text{ TeV}$	338.2 ± 1	338.1 ± 2.5	212 ± 16	0.63
$t\bar{t}$	$833 \pm 100 \times 10^3$	$23.6^{+12.2}_{-6.7}$	$8.2^{+2.43}_{-2.43}$	9.8×10^{-6}
QCD dijets	$12.8 \pm 3.7 \times 10^6$	5899^{+1773}_{-1771}	$5.37^{+3.25}_{-2.02}$	4.3×10^{-7}
$W_{\ell\nu} + \geq 2 \text{ jets}$	$1.9 \pm 0.04 \times 10^6$	$12.3^{+9.0}_{-1.8}$	$4.67^{+8.75}_{-0.93}$	2.4×10^{-6}
$Z\ell\ell + \geq 3 \text{ jets}$	$51.8 \pm 1 \times 10^3$	$2.75^{+2.02}_{-2.01}$	$2.57^{+0.95}_{-0.64}$	5.0×10^{-5}

Table 6: Acceptance for each signal and background dataset in fb after requiring $\Sigma |p_T| > 2.5 \text{ TeV}$, and a lepton with $p_T > 50 \text{ GeV}$.



イベントセレクション2: Multi Object



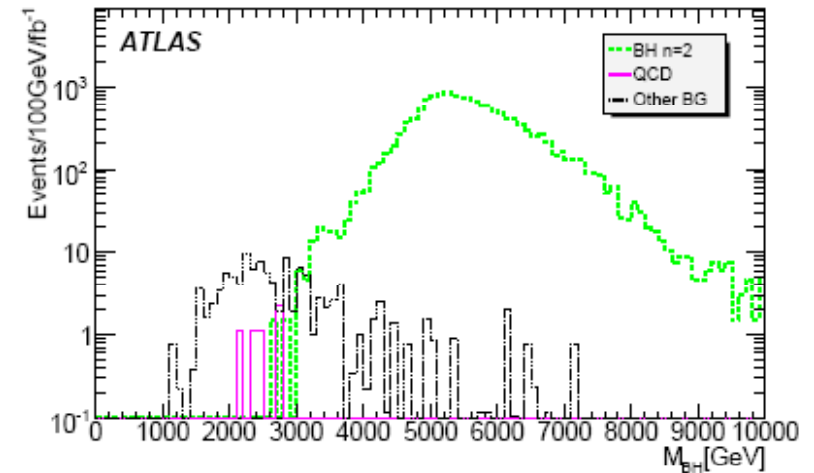
P_T distribution of 4th leading particle

- Multi Object selection
 - $P_T > 200 \text{ GeV}$ の粒子を4つ要求
 - そのうち最低一つはレプトン
- High multiplicityを要求するのでnが大きい所ではefficiencyが落ちる

Event Efficiency: Multi Object selection

Dataset	Before selection (fb)	After multi-object requirement (fb)	After lepton requirement (fb)	Acceptance
$n = 2, m > 5 \text{ TeV}$	40.7×10^3	$38.9 \pm 0.4 \times 10^3$	$14.0 \pm 0.2 \times 10^3$	0.34
$n = 4, m > 5 \text{ TeV}$	24.3×10^3	$17.9 \pm 0.3 \times 10^3$	4521 ± 126	0.19
$n = 7, m > 5 \text{ TeV}$	22.3×10^3	9953 ± 185	1956 ± 82	0.087
$n = 2, m > 8 \text{ TeV}$	338	338 ± 4	164 ± 3	0.49
$t\bar{t}$	833×10^3	129 ± 27	36^{+12}_{-9}	4.3×10^{-5}
QCD dijets	12.8×10^6	$38.9 \pm 1.9 \times 10^3$	6^{+107}_{-3}	5.6×10^{-7}
W+jets	560×10^3	99^{+28}_{-22}	56^{+24}_{-13}	1×10^{-3}
Z+jets	51.8×10^3	29^{+90}_{-4}	19^{+90}_{-3}	4×10^{-4}
$\gamma(\gamma)$ +jets	5.1×10^6	285^{+87}_{-76}	0^{+40}_{-0}	$< 10^{-5}$

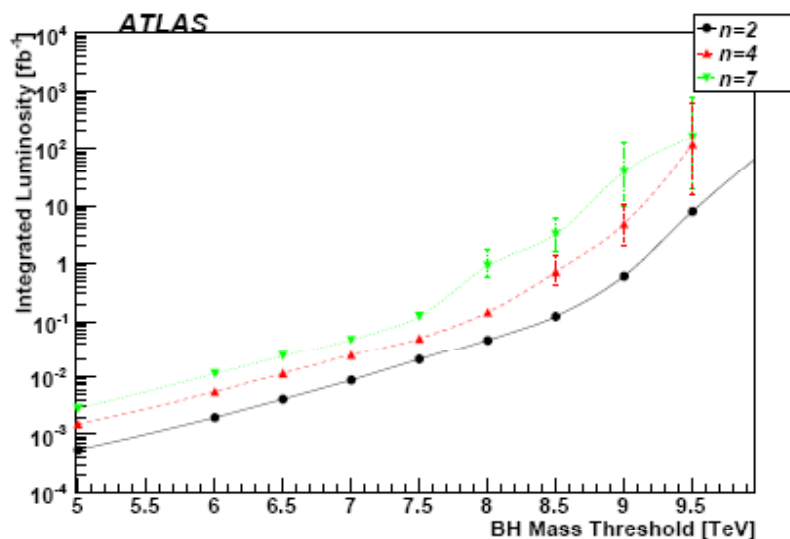
Table 7: Acceptance of the 4-object requirements for each dataset in fb. 90% confidence limits are used when no events passed the requirements.



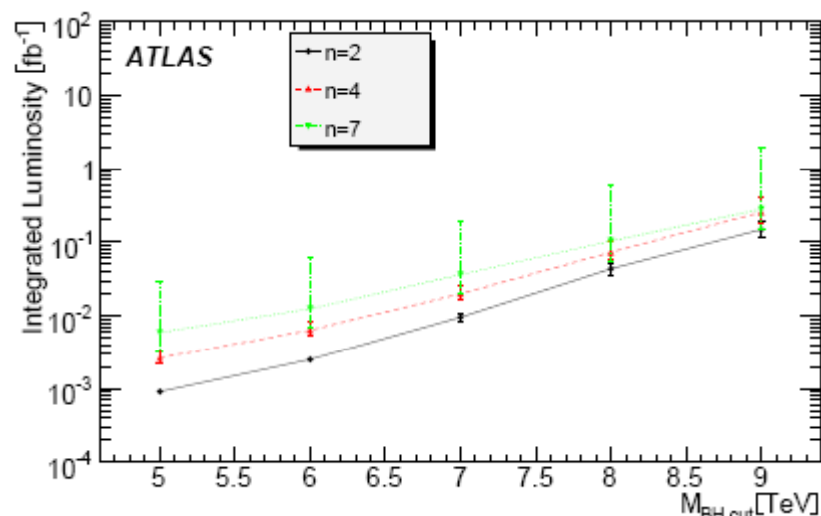
Reconstructed Black Hole Mass

$M_D=1\text{TeV}$ におけるブラックホールの発見能力($s=14\text{TeV}$)

図の縦軸: $\sigma=S/\sqrt{B} > 5$ && $S>10$ に必要な積分ルミノシティ



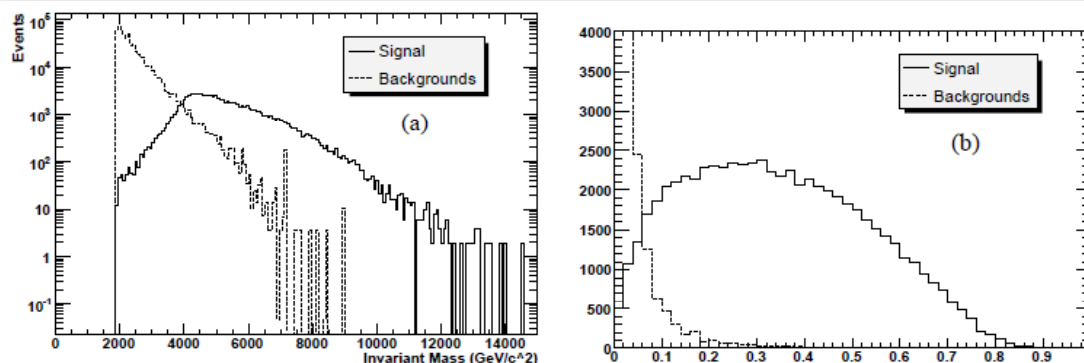
- Discovery Potential with SumP_T selection
- 横軸: $x_{\min}M_D$



- Discovery Potential with Multi Object Selection
- 横軸: M_{BH} に対するcutの追加のイベントセレクション

- 5TeV ブラックホールは数 pb^{-1} で十分発見出来る
(arXiv:0901.0512 ; CERN-OPEN-2008-020)

CMSの解析



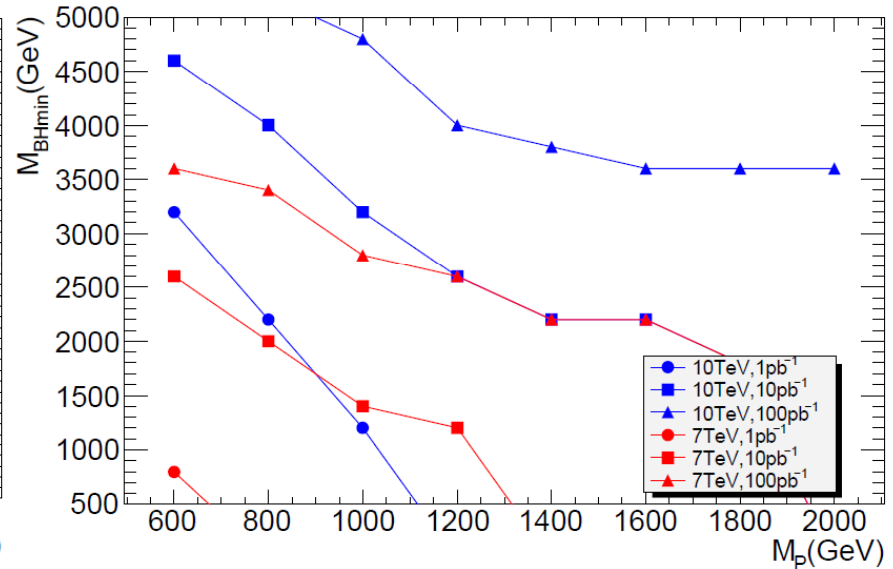
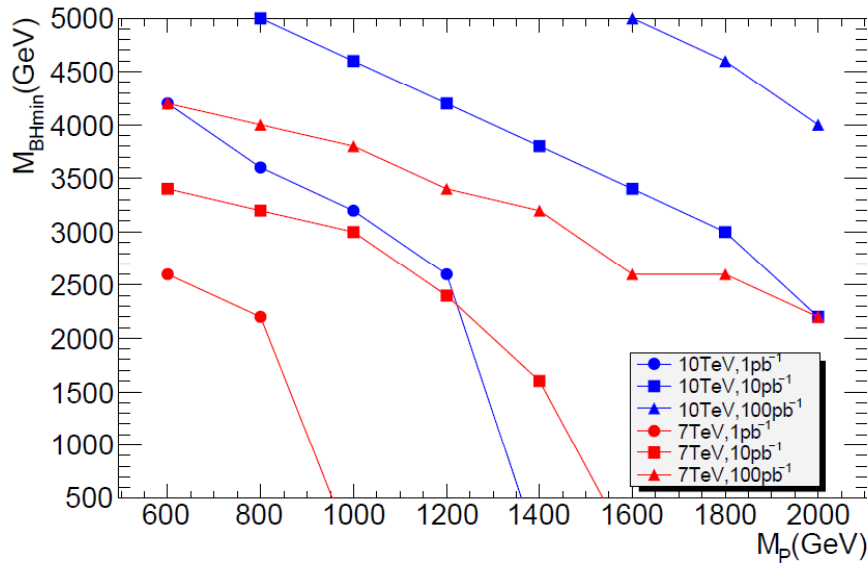
(CERN-LHCC-2006-021)

Figure 14.22: (a) Reconstructed invariant mass distribution and (b) event sphericity for black hole and standard model background events

Cut	Signal	tt+nJ	W+nj	Z+nJ	QCD Dijet	WW+nJ
Cross Section (pb)	18.85	371	896	781.84	33076.8	269.91
Events (10 fb ⁻¹)	188500	3.71×10 ⁶	8.96×10 ⁶	7.82×10 ⁶	3.31×10 ⁸	2.70×10 ⁶
$M_{Inv} > 2 \text{ TeV}/c^2$	18.71	13.29	6.53	3.85	2634.94	20.53
Tot. Multiplicity > 4	17.72	13.25	6.43	3.84	2613.18	20.42
Sphericity > 0.28	9.27	1.60	0.23	0.10	53.74	0.07
Final No.Events (10 fb ⁻¹)	92740	15990	2328	982	537391	740

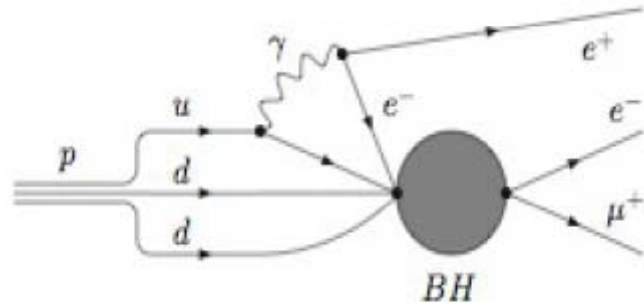
- LHCのもう一つの汎用検出器CMSも同じモデルを用いている
- Benchmark point: $M_D=2\text{TeV}$, $M_{\text{BHmin}}=4\text{TeV}$, $n=3$
- Trigger: L1-HLT 4jetで93%
- 2pb^{-1} で 5σ ($\sigma=S/\sqrt{(S+B)}$) significance
- $M_D=2-3\text{TeV}$, $n=2-6$, $M_{\text{BHmin}}\sim 4\text{TeV}$ なら $\text{pb}^{-1}\sim 100$'s pb^{-1} 程で十分発見可能
- $M_D=4\text{TeV}$ だと fb^{-1} 必要

重心系10TeV or 7TeV(ATLAS)



- 重心系エネルギー10TeV: 100pb^{-1} では $n=2(7)$ で $M_D=1\text{TeV}$ で $M_{\text{BHmin}} \sim 5.4(4.8)\text{TeV}$
- 重心系エネルギー7TeV: 100pb^{-1} では $n=2(7)$ で $M_D=1\text{TeV}$ で $M_{\text{BHmin}} \sim 3.8(2.8)\text{TeV}$ まで発見可能

Split Brane Model

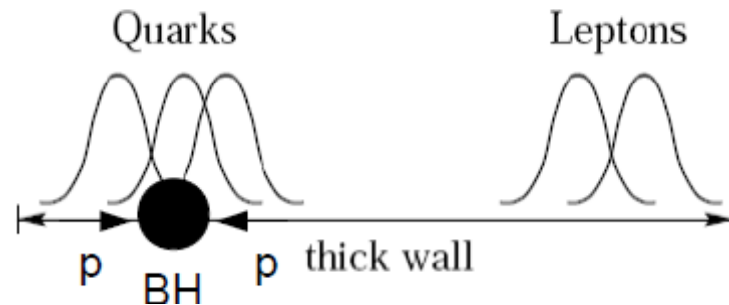


ブラックホールを介した陽子崩壊

- BHの崩壊ではlepton数やbaryon数を保存する必要がない(ただし、現在使ってるシミュレーションではGeneratorの関係でbaryon数は保存させている)
- もし、それらが保存しないとすると、左図のような陽子崩壊が頻繁に起こり、現在の観測と矛盾する



Split Brane Model



クォークとレプトンはそれぞれ僅かにずれたBraneの上に存在している

- クォークとレプトンを違うBrane上にある物として扱いカップリングを抑制する
- 結果的にBH崩壊時にレプトンの生成が抑制される
 - レプトンを要請しないカットが好ましい
 - Ex.):
 - 1st jet と2nd, 3rd, 4th jetsの P_T の比を用いる(BHイベントはこの比が大きい)
 - SumPtとmulti objects cutのあわせ技
 - など

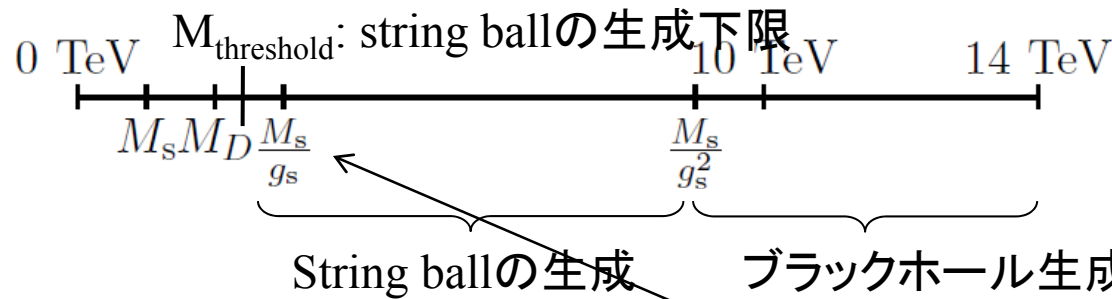
ブラックホールがThermalである条件

- ブラックホールの生成の下限値は不定
 - どこまで低いか、また $M_D \sim M_{\text{BHmin}}$ までの間に何があるのか？
- Mende & Randallの論文(hep-ph/0708.3017)での議論
 - 入射粒子のコンプトン波長が生成されるシュワルツシルト半径以下
 - $2\pi/(M_{\text{BH}}/2) < r_h \rightarrow M_{\text{BH}} > 4M_D$ (n=6)
 - 生成物自身のコンプトン波長がシュワルツシルト半径以下
 - $2\pi/M_{\text{BH}} < r_h \rightarrow M_{\text{BH}} > 2M_D$
 - バルクに余りエネルギーを落とさない条件: $M_{\text{BH}} > 6M_D$ (n=6)
 - ブラックホールの寿命 $\tau = 0.7 \times X_{\text{min}}^{9/7} / M_D > 1/M_D$: $M_{\text{BH}} > 1.3M_D$ (n=6)
 - など
- M_{BHmin} が大きい場合
 - LHCでブラックホールは見えないが $M_D \sim M_{\text{BHmin}}$ でstring ballが生成される可能性(次のページ)
 - 何らかの重力相互作用を2jetで見つける(上記の論文)

String ball

- $M_D \sim X_{\min} M_D$ の物理の候補の一つが **String ball**
- n次元のLEDと6-n次元のstring scaleの小さなEDを考える
- String ball に関するエネルギースケール

g_s : String coupling < 1
 M_s : String scale $< M_D$
 $M_D^{n+2} \sim M_s^{n+2} / g_s^2$



摂動弦理論が効く上限

$$\hat{\sigma} = \begin{cases} \frac{g_s^2 M^2}{M_s^4} & M_s \ll M \leq \frac{M_s}{g_s}, \\ \frac{1}{M_s^2} & \frac{M_s}{g_s} \leq M \leq \frac{M_s}{g_s^2}, \\ \pi \frac{f^2(n)}{M_D^2} \left(\frac{M}{M_D}\right)^{\frac{2}{n+1}} & \frac{M_s}{g_s^2} < M. \end{cases}$$

$$f(n) \equiv \left[\frac{2^n \pi^{\frac{n-3}{2}} \Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right]^{\frac{1}{n+1}}$$

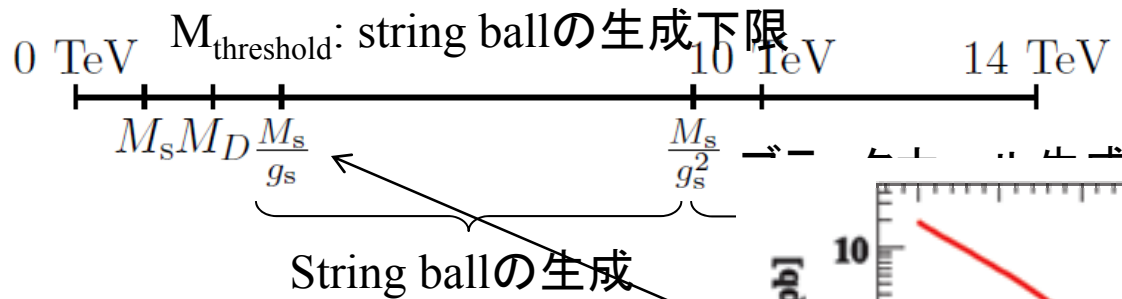
崩壊

- Hagedorn温度 ($T_s = M_s / 8^{1/2} \pi$) による輻射(黒体輻射と同じ記述)
- Random-walk phase: String長 $l_s = 1/M_s$ になったとき

String ball

- $M_D \sim X_{\min} M_D$ の物理の候補の一つが **String ball**
- n 次元のLEDと $6-n$ 次元のstring scaleの小さなEDを考える
- String ball に関するエネルギースケール

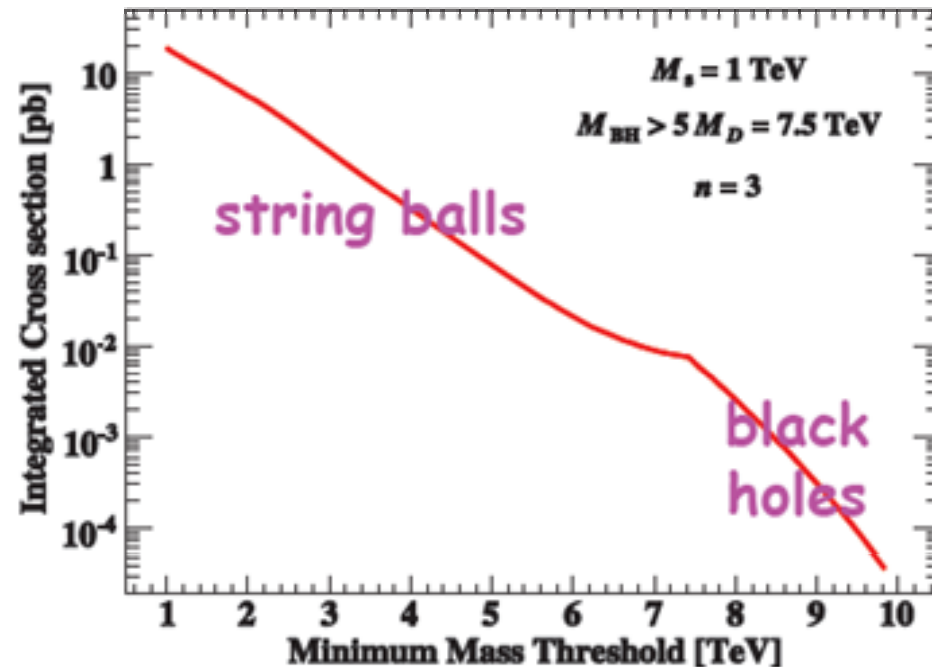
g_s : String coupling < 1
 M_s : String scale $< M_D$
 $M_D^{n+2} \sim M_s^{n+2}/g_s^2$



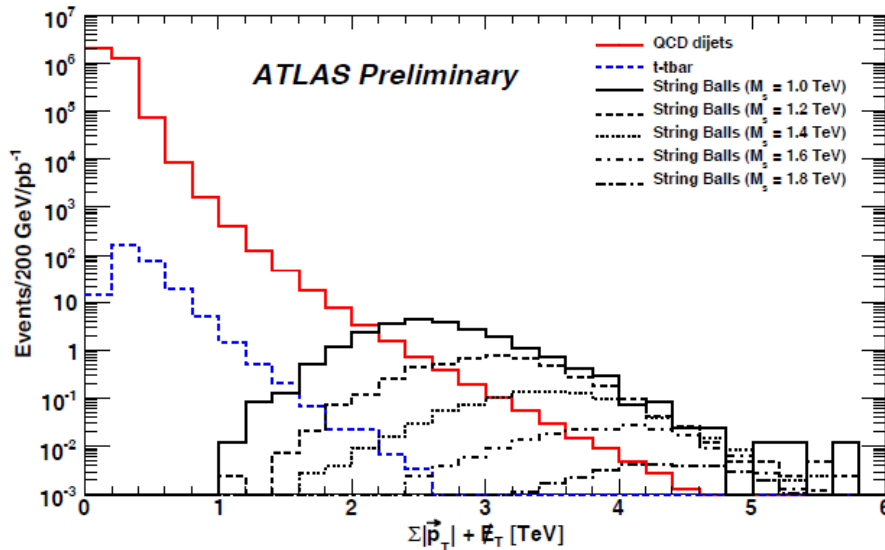
$$\hat{\sigma} = \begin{cases} \frac{g_s^2 M^2}{M_s^4} & M_s \ll M \leq \frac{M_s}{g_s}, \\ \frac{1}{M_s^2} & \frac{M_s}{g_s} \leq M \leq \frac{M_s}{g_s^2}, \\ \pi \frac{f^2(n)}{M_D^2} \left(\frac{M}{M_D}\right)^{\frac{2}{n+1}} & \frac{M_s}{g_s^2} < M. \end{cases}$$

崩壊

- Hagedorn温度 ($T_s = M_s/8^{1/2}\pi$)
- Random-walk phase: String



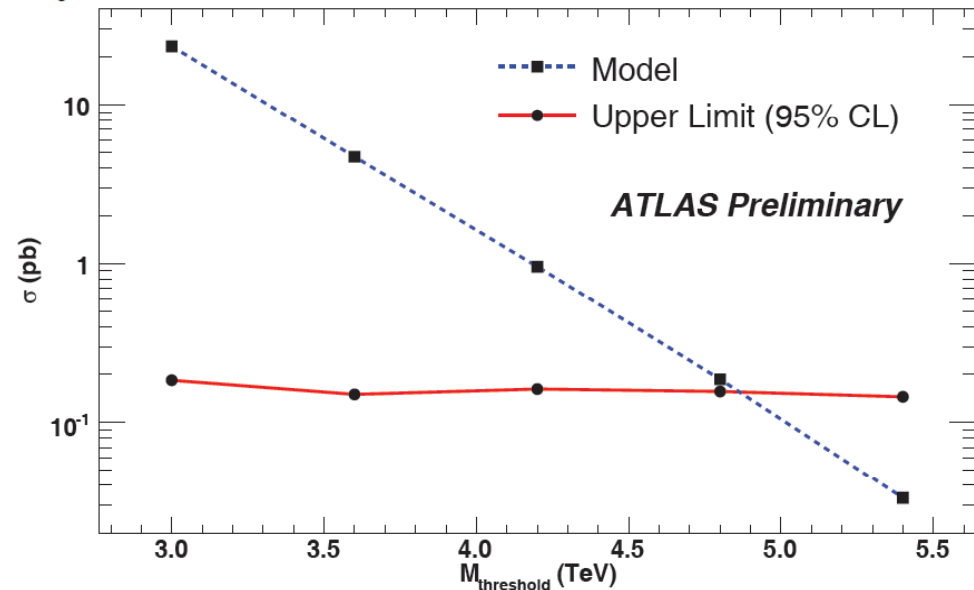
String ball



- イベントトポロジーはブラックホールと同じ (high energy, high multiplicity)
- イベント中の全粒子の P_T 和と missing E_T を足したものを (左図) をセレクションで用いる

■ 右図は 100pb^{-1} でシグナルらしいイベントが観測されなかった時に付けられるリミット

■ $M_{\text{threshold}} > 3M_s$, $g_s = 0.37$ ($n=3$) の仮定のもと (hep-ph/0808.2512), 100pb^{-1} で $M_s < 1.6\text{TeV}$, $M_D < 2.4\text{TeV}$ まで見える



現在用いてるモデルと問題点

➡ ブラックホールジェネレーター:CHARYBDIS(hep-ph/0307305)

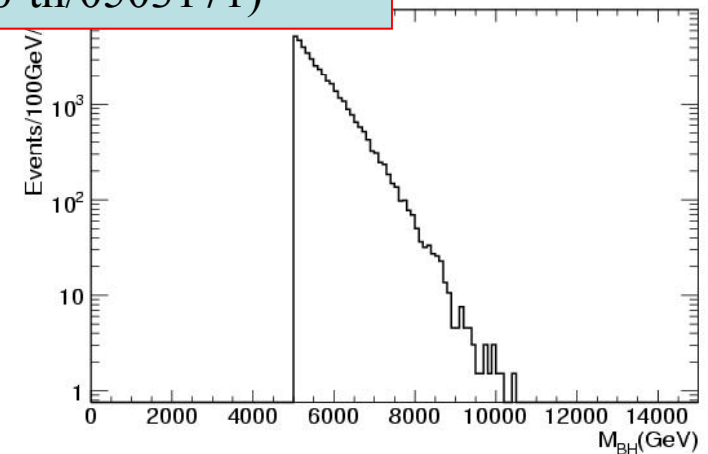
➡ 生成断面積 $\sigma = \pi r_h^2$ ($r_h = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right) \right]^{1/n}$, n:余剰次元の数)

➡ ブラックホール •実際には余剰次元の数によって0.5~2のファクターの違いがある(gr-qc/0201034, gr-qc/0209003, hep-th/0503171)

➡ 生成時のブラックホールの角運動量は無視し、最初の二つの崩壊phaseは行わない
崩壊時に標準理論の粒子だけを放出

➡ グラビトンは放出しない

➡ Planck phaseになった後は単に2体崩壊を行う



Charybdisで生成した
Blackholeの質量分布

現在用いてるモデルと問題点

➡ ブラックホールジェネレーター: CHARYBDIS(hep-ph/0307305)

➡ 生成断面積 $\sigma = \pi r_h^2$ ($r_h = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right) \right]^{1/n}$, n: 余剰次元の数)

➡ ブラックホール

➡ 生成時のブ

➡ 無視し、最初の

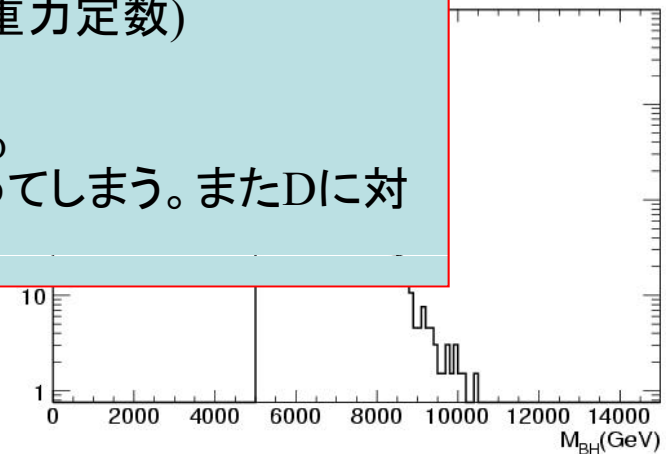
➡ 崩壊時に標準

➡ グラビトン

➡ Planck phase になった後は単に2体崩壊を

➡ 行う

• ADD Model, Dimopoulos & Landsberg の用いた定義:
 $M_D = 1/G_D$ (G_D : D次元での重力定数)
 • PDG等では
 $M_D = (2\pi)^{D-4}/8\pi G_D$
 • この違いによって xsec が数10% 変わってしまう。また D に対する依存性も変わってしまう



Charybdis で生成した
Blackhole の質量分布

現在用いているモデルと問題点

➡ ブラックホールジェネレーター: CHARYBDIS (hep-ph/0307305)

➡ 生成断面積 $\sigma = \pi r_h^2$ ($r_h = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right) \right]^{1/n}$, n : 余剰次元の数)

➡ **ブラックホールの生成下限値はフリーパラメーター**

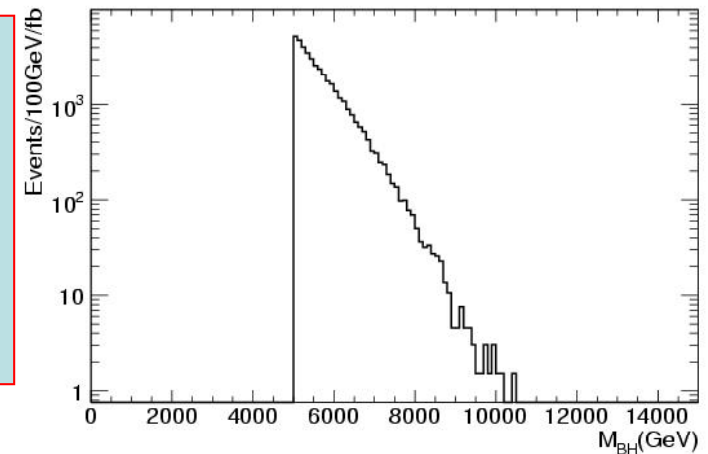
• 適当な所から急にブラックホールが生成する様なものを考えている(右図)

• M_{BH} は $> M_D$ であればどこでもとれる ($M_{BH} > x_{min} M_D$, $x_{min} > 1$)

• M_{BH} の下限値何で決まるのか?

• $M_D - M_{BH}$ の下限値までの間に何も起こらないのか?

行う



Charybdisで生成した
Blackholeの質量分布

現在用いているモデルと問題点

➡ ブラックホールジェネレーター:CHARYBDIS(hep-ph/0307305)

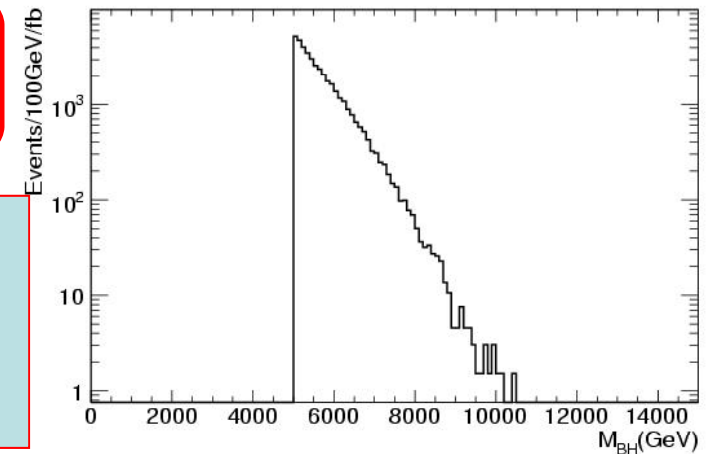
➡ 生成断面積 $\sigma = \pi r_h^2$ ($r_h = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right) \right]^{1/n}$, n:余剰次元の数)

➡ ブラックホールの生成下限値はフリーパラメーター

➡ 生成時のブラックホールの角運動量は
無視し、最初の二つの崩壊phaseは行わない

崩壊時に標準理論の粒子だけを放出

- ブラックホールの書く運動量を扱えるジェネレーターは出来て来ている
- これとは別に、生成時でのエネルギーロスについてもCHARYBDIS2等では考慮に入れている



Charybdisで生成した
Blackholeの質量分布

現在用いているモデルと問題点

➡ ブラックホールジェネレーター: CHARYBDIS (hep-ph/0307305)

➡ 生成断面積 $\sigma = \pi r_h^2 \left(r_h = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right)^{\frac{1}{1+n}} \right] \right)^2$

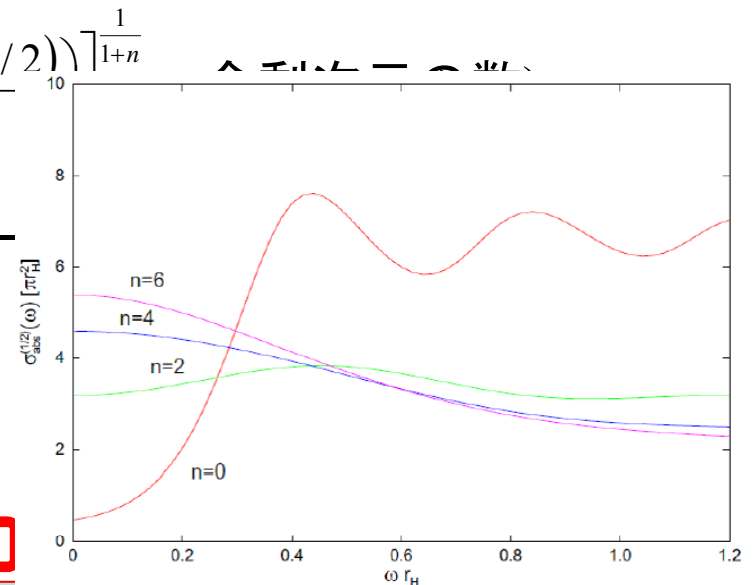
➡ ブラックホールの生成下限値はフリーパラメータ

➡ 生成時のブラックホールの角運動量は無視し、最初の二つの崩壊phaseは行わない
崩壊時に標準理論の粒子だけを放出

➡ **グラビトンは放出しない**

• n=2だとニュートリノに比べてミッシングの起源としては小さいが、nが大きくなると大量に放出される様になり無視できない (hep-ph/0512116)

• ただ、回転しているブラックホールからのグラビトン放出に対するスペクトルの補正 (gray-body factor) の計算が今のところ出来てない



Gray-body factor for fermion
横軸: エネルギー x シュワルツシルト半径
縦軸: $4\pi r_H^2$ が完全な黒体輻射に対応

Charybdisで生成した
Blackholeの質量分布

現在用いてるモデルと問題点

➡ ブラックホールジェネレーター:CHARYBDIS(hep-ph/0307305)

➡ 生成断面積 $\sigma = \pi r_h^2$ ($r_h = \frac{1}{\sqrt{\pi} M_D} \left[\frac{M_{BH}}{M_D} \left(\frac{8\Gamma((n+3)/2)}{n+2} \right) \right]^{1/n}$, n:余剰次元の数)

➡ ブラックホールの生成下限値はフリーパラメーター

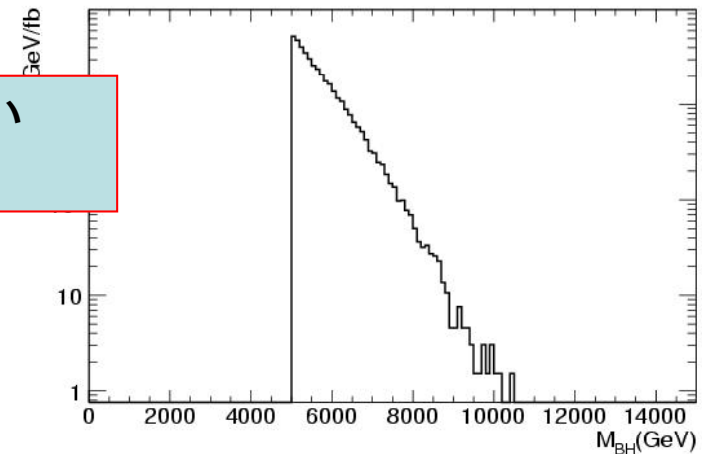
➡ 生成時のブラックホールの角運動量は

無視し、最初の二つ
崩壊時に標準理論の

- 量子重力理論が必要で難しい
- String ball?

➡ グラビトンは放出しない

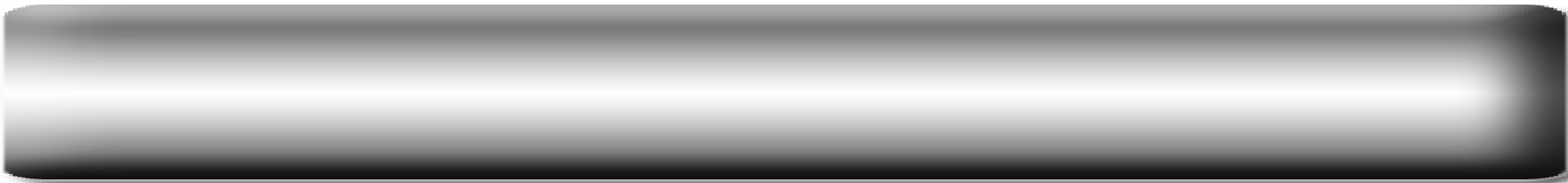
➡ Planck phase になった後は単に2体崩壊を行う



Charybdisで生成した
Blackholeの質量分布

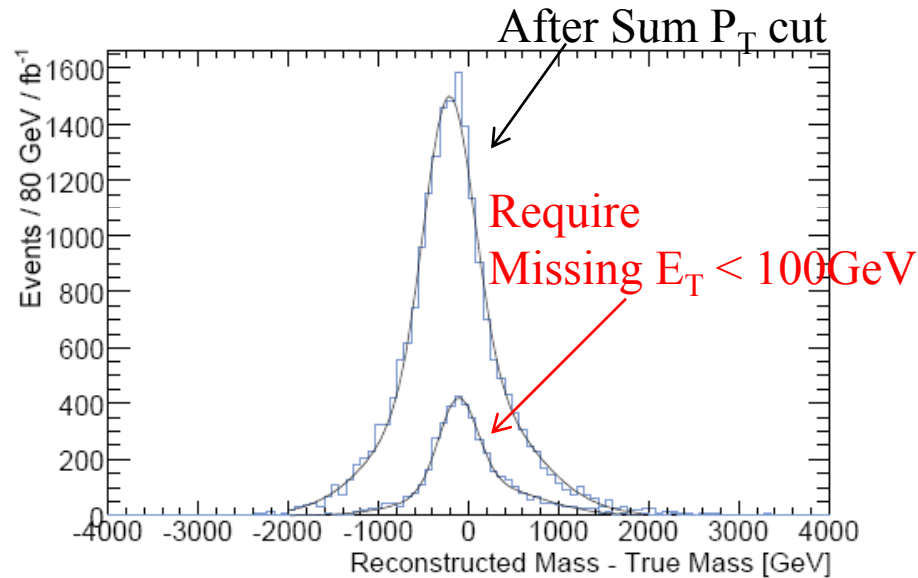
まとめ

- ➡ TeV程度の余剰次元によって階層性問題を解決出来る
- ➡ もし余剰次元が~TeV程度だとするとLHCでミニブラックホールが生成される可能性がある
 - ➡ 非常に生成断面積が高く、特徴的なイベントポロジーのため、実験初期での発見が可能
 - ➡ 重心系エネルギー10TeV:100pb⁻¹ではn=2(7)でM_D=1TeVでM_{BHmin}~5.4(4.8)TeV
 - ➡ 重心系エネルギー7TeV:100pb⁻¹ではn=2(7)でM_D=1TeVでM_{BHmin}~3.8(2.8)TeV
- ➡ ただし
 - ➡ ブラックホールがThermalである条件を考えると、上記の様なM_{BHmin}は条件外である可能性がある
 - ➡ この様にブラックホールがLHCで生成されない場合でも、M_{BHmin}以下でもstring ballとして余剰次元の効果が見える可能性がある



Backup

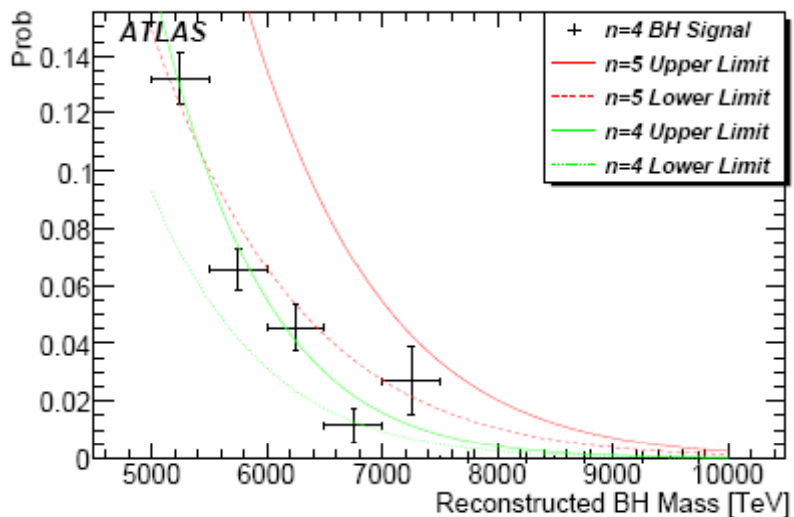
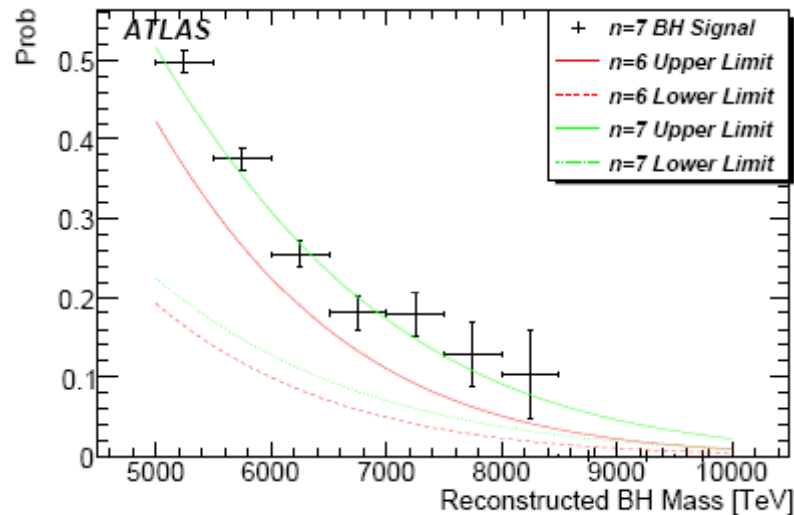
Mass Reconstruction



- ▣ Mass information is important for more study: cross section, Planck Scale and number of extra dimensions
- ▣ A part of mass information is missed as a momentum of an undetected particle
 - ▣ A requirement of small missing E_T can improve the center value and also the resolution

		Normalisation	Mean (GeV)	Resolution (GeV)
Without E_T requirement	Narrow	1018 ± 26	-217 ± 5	276 ± 9
	Wide	276 ± 30	-148 ± 9	722 ± 13
With E_T requirement	Narrow	318 ± 12	-116 ± 8	215 ± 9
	Wide	108 ± 7	118 ± 18	635 ± 16

Measurement of Features of TeV-Scale Gravity



➤ A attempt to estimate the features using energy spectrum of Hawking radiation had been studied

➤ But non-Hawking radiation effects (such a grey-body factor) and detector effects make it difficult

➤ One of the possibility is extract from x_{sec}

➤ x_{sec} strongly depends on M_p

➤ n dependence is not so strong

➤ Left figures show one of the other methods

➤ Using emission probability of high energy particles ($E \sim M_{BH}/2$)

➤ Such particles should be generated at fist of BH decay

➤ Then, they should be radiated by Hawking radiation with generated M_{BH}

Degrees of Freedom

Particle	Scalar	Spinor	Vector
Quark		72	
Gluon			16
Lepton		12	
Neutrino		6*	
Photon			2
Z	1		2
W	2		4
Higgs	1		
Total	4	90	24

String ball

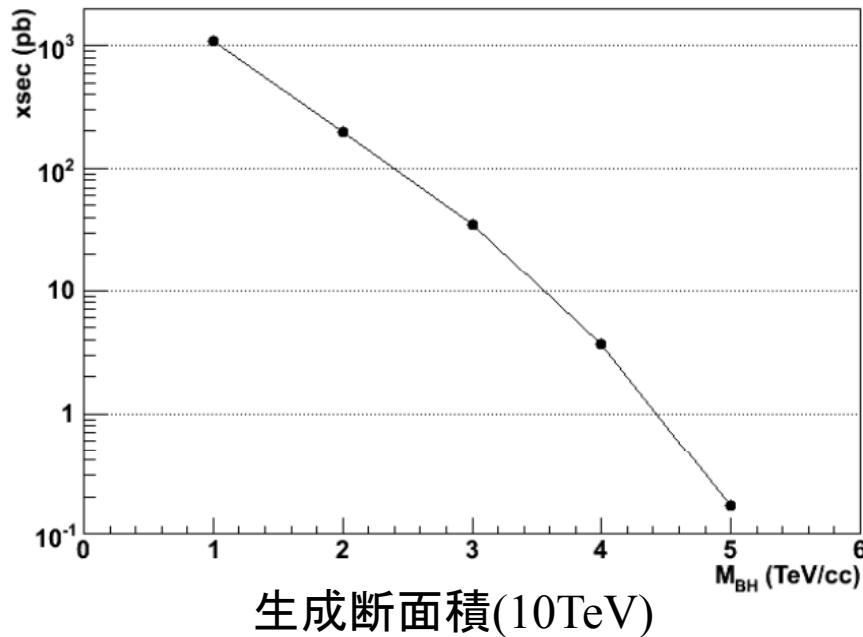
s=10TeVでの生成断面積

M_s (TeV)	M_D (TeV)	M_{thresh} (TeV/c ²)	σ (pb)
1.0	1.5	3.0	$(2.32 \pm 0.01) \times 10^{+1}$
1.2	1.8	3.6	$(4.70 \pm 0.01) \times 10^{+0}$
1.4	2.1	4.2	$(9.58 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
1.6	2.4	4.8	$(1.87 \pm 0.01) \times 10^{-1}$
1.8	2.7	5.4	$(3.34 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

Table 3: Cumulative cut statistics for a luminosity of 100 pb^{-1} . BG is the total number of background events and p_T is the lepton (electron or muon) transverse momentum.

M_{thresh} (TeV/c ²)	$\Sigma \vec{p}_T + \cancel{E}_T$ (TeV)	Signal Events	BG Events	p_T (GeV/c)	Signal Events	BG Events
3.0	2.4	1525	127	100	781	2.3
3.6	2.9	284	23	100	148	0.37
4.2	3.3	57	5.2	100	29	0.098
4.8	3.8	10	0.94	50	6.0	0.034
5.4	4.0	2	0.30	50	1.2	0.022

di-jet 崩壊の探索



- ジェネレーター: BlackMax
- プランクスケール: RSモデル(n=1)
- 左図は10TeVの重心系エネルギー衝突時の生成断面積
- BlackMaxではこれを全て2体崩壊している

- 右図はdi-jetのinvariant mass
- イベントセレクション:
 P_T of Jet $> 0.25 \times M_{BH}$

