

LHCにおけるジェットイベントを用いた トップパートナー再構成

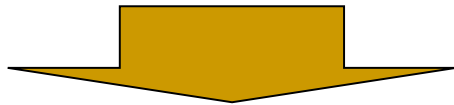
東大宇宙線研究所 竹内道久

標準模型

標準模型は素粒子の相互作用をよく記述することが、LEP, Tevatron, B-factory実験, HERA等々で検証されてきた

ヒッグスはみつかっていないが、質量が 100 GeV程度であれば精密実験の結果と良く合う

$$m_H > 114.4 \text{ GeV (LEP)}$$
$$m_H < 182 \text{ GeV at 95\% C.L.}$$



- 問題点：
- 1 . ヒッグス質量項の輻射補正の 2 次発散の問題
 - 2 . ダークマターの存在の問題

ニュートリノ振動があることも、標準模型の問題であるが、右巻きニュートリノを入れるととりあえずは解決する

標準模型の問題点

1. ヒッグス質量項の輻射補正の2次発散の問題 (なぜヒッグスはこれほど軽そうなのか)

$$m_h^2 = m_{h0}^2 + \delta m_h^2 \sim 10^4 (\text{GeV})^2$$

$$m_H > 114.4 \text{ GeV (LEP)}$$

$$m_H < 182 \text{ GeV at 95\% C.L.}$$

$$\delta m_h^2 \sim \text{---} h_1^0 \text{---} \begin{array}{c} \circlearrowleft \\ t \end{array} \text{---} h_1^0 \text{---} -\frac{3}{4\pi} y_t^2 \Lambda_{\text{SM}}^2$$

標準模型が $M_{\text{Pl}} = 10^{19}\text{GeV}$ まで有効な場合

$$\delta m_h^2 \sim -\frac{\lambda^2}{(4\pi)^2} \Lambda^2 \sim 10^{36} (\text{GeV})^2$$

標準模型が 1 TeVまで有効な場合 if $\Lambda_{\text{SM}} = 1 \text{ TeV}$ $\delta m_h^2 \sim 10^4 (\text{GeV})^2$



TeVに新しい物理の存在

標準模型の問題点

2. ダークマターの存在の問題 (標準模型に適当な粒子はない)

証拠

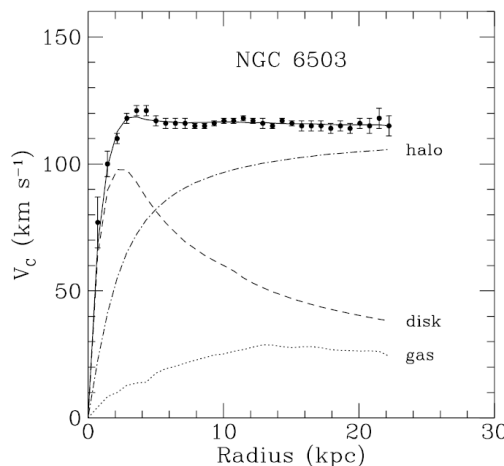
銀河の回転速度の観測

銀河団の衝突

N体シミュレーションなど

$$\Omega_{\text{nbm}} h^2 = 0.106 \pm 0.008,$$

$$v(r) \propto \sqrt{\frac{M(r)}{r}}, \quad \rho(r) \propto \frac{1}{r^2},$$



WIMP (Weakly Interacting Massive Particle)

$$\frac{dn_\chi}{dt} = -3Hn_\chi - \langle \sigma_A v \rangle (n_\chi^2 - (n_\chi^{\text{eq}})^2)$$

$$\Omega_\chi \simeq \frac{0.1 \text{ pb}}{\langle \sigma_A v \rangle}$$

$$\langle \sigma_A v \rangle \sim \frac{\pi \alpha^2}{m_\chi^2} \sim 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$$

$$m_\chi \sim \sqrt{\frac{\pi \alpha^2}{\langle \sigma_A v \rangle}} \sim \begin{cases} 10^3 \text{ GeV} & \text{for } SU(2) \text{ coupling.} \\ 300 \text{ GeV} & \text{for Electromagnetic coupling.} \end{cases}$$



TeVに新しい物理の存在

標準模型の問題点

- 問題点：
- 1 . ヒッグス質量項の輻射補正の 2 次発散の問題
 - 2 . ダークマターの存在の問題

TeVに新しい物理の存在

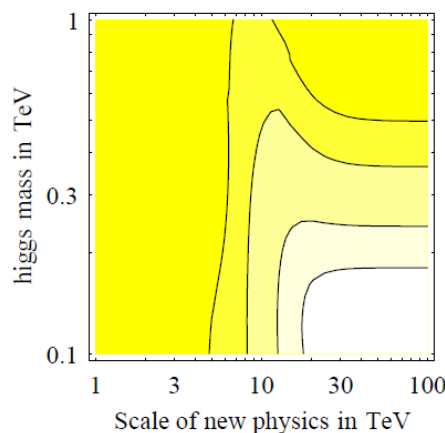
LHCで到達可能

新しい問題： 3 . 標準模型からのずれが精密実験でほぼ見えていない

Dimension 6 operators

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{WB} &= (H^\dagger \tau^a H) W_{\mu\nu}^a B_{\mu\nu} \\ \mathcal{O}_H &= |H^\dagger D_\mu H|^2 \\ \mathcal{O}_{LL} &= \frac{1}{2} (\bar{L} \gamma_\mu \tau^a L)^2 \\ \mathcal{O}'_{HL} &= i (H^\dagger D_\mu \tau^a H) (\bar{L} \gamma_\mu \tau^a L) \\ \mathcal{O}'_{HQ} &= i (H^\dagger D_\mu \tau^a H) (\bar{Q} \gamma_\mu \tau^a Q) \\ \mathcal{O}_{HL} &= i (H^\dagger D_\mu H) (\bar{L} \gamma_\mu L) \\ \mathcal{O}_{HQ} &= i (H^\dagger D_\mu H) (\bar{Q} \gamma_\mu Q) \\ \mathcal{O}_{HE} &= i (H^\dagger D_\mu H) (\bar{E} \gamma_\mu E) \\ \mathcal{O}_{HU} &= i (H^\dagger D_\mu H) (\bar{U} \gamma_\mu U) \\ \mathcal{O}_{HD} &= i (H^\dagger D_\mu H) (\bar{D} \gamma_\mu D)\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(E < \Lambda) = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{i,p} \frac{c_i}{\Lambda^p} \mathcal{O}_i^{4+p},$$

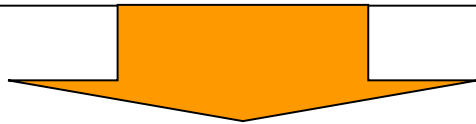


$$\Lambda \sim 10 \text{ TeV}$$

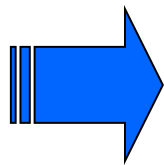
$\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$ なら何らかの
キャンセレーション

標準模型を超える模型

- 問題点：
- 1．ヒッグス質量項の輻射補正の2次発散の問題
 - 2．ダークマターの存在の問題
 - 3．標準模型からのずれが精密実験でほぼ見えていない



- ヒッグスセクターに2次発散を防ぐ 新しい対称性
 - カイラル対称性 超対称性 (SUSY) ボソンセクターにもフェルミオンセクターの構造を拡張
 - グローバル対称性 Little Higgs models ヒッグスはNGボソンである
- ダークマターの安定性を保証する Z2パリティ構造
 - Rパリティ、Tパリティ



標準模型粒子に対応するパートナーの存在 (トップ、ゲージボソン)

最も軽いZ2パリティ奇粒子は安定でDMの良い候補

相互作用vertexは常に偶数個のパリティ奇粒子 ➡ 対生成・カスケード崩壊

極小超対称標準模型 (M S S M)

超対称性(SUSY)

ボソンとフェルミオンの間の対称性が2次発散をキャンセル

$$\left. \begin{array}{l} \text{Top quark loop: } h_1^0 \rightarrow h_1^0 \text{ via } t \text{ with coefficient } -\frac{3}{4\pi} y_t^2 \Lambda_{\text{SM}}^2 \\ \text{Stop squark loop: } h_1^0 \rightarrow h_1^0 \text{ via } \tilde{t} \text{ with coefficient } \frac{3}{4\pi} y_t^2 \Lambda_{\text{SM}}^2 \end{array} \right\}$$

Log発散

Fine tuning problem を解決

標準模型

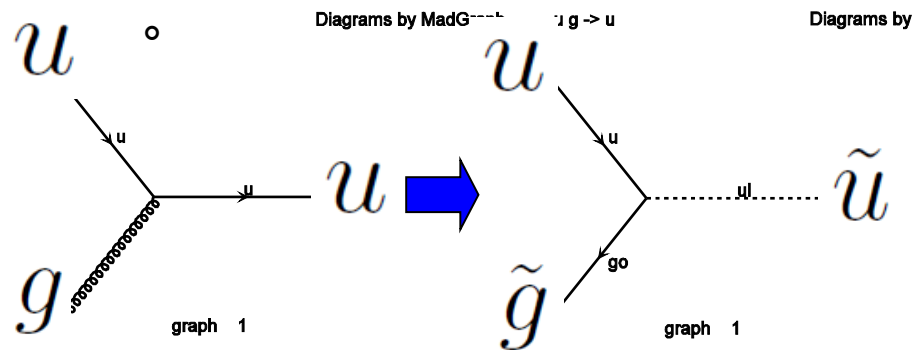
MSSM

Matter field → Chiral super field

gauge field → Vector super field

Higgs field → Chiral super field

相互作用はR-parityを保存する



超対称粒子の相互作用の結合定数は標準模型のものでほぼ決まっている

Spin 0	Spin 1/2	Spin 1
$\tilde{u}_L, \tilde{u}_R$ $\tilde{d}_L, \tilde{d}_R$ $\tilde{\nu}_L$ $\tilde{e}_L, \tilde{e}_R$	u_L, u_R d_L, d_R ν_L e_L, e_R	
$H^\pm$ h, H^0, A^0	$\tilde{g}$ $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$	g $W^\pm$ Z, γ

R parity odd な粒子

対生成

SUSY が破れていなければ、パートナー粒子同士は同じ質量。

$$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$$

$$\tilde{W}^3, \tilde{B}, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$$

ゲージノ質量
($M_3 > M_2 > M_1$)

スカラー質
($\bar{m}_Q \sim m_u \sim m_d > m_L > m_e$)

Soft SUSY breaking parameters

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2} (M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_1 \tilde{B} \tilde{B} + h.c.) \\
& -\tilde{Q}^\dagger m_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger m_L^2 \tilde{L} - \tilde{u}^{c\dagger} m_u^2 \tilde{u}^c - \tilde{d}^{c\dagger} m_d^2 \tilde{d}^c - \tilde{e}^{c\dagger} m_e^2 \tilde{e}^c \\
& -m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u - m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d - (B\mu H_u H_d + h.c.) \\
& -(\tilde{u}^{c\dagger} a_u \tilde{Q} H_u - \tilde{d}^{c\dagger} a_d \tilde{Q} H_d - \tilde{e}^{c\dagger} a_e \tilde{L} H_d + h.c.).
\end{aligned}$$

ヒッグス質量項

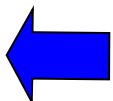
(ヒッグスポテンシャルに直接関係する)

スカラー 3 点結合 A-term

典型的な質量スペクトル

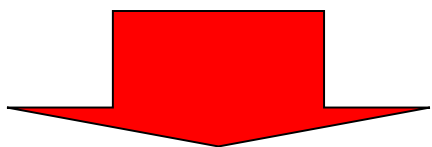
100 程度の Soft SUSY breaking parameter を決めれば、質量スペクトルは決定する。

mSUGRA



簡単のため 5 つのパラメータ

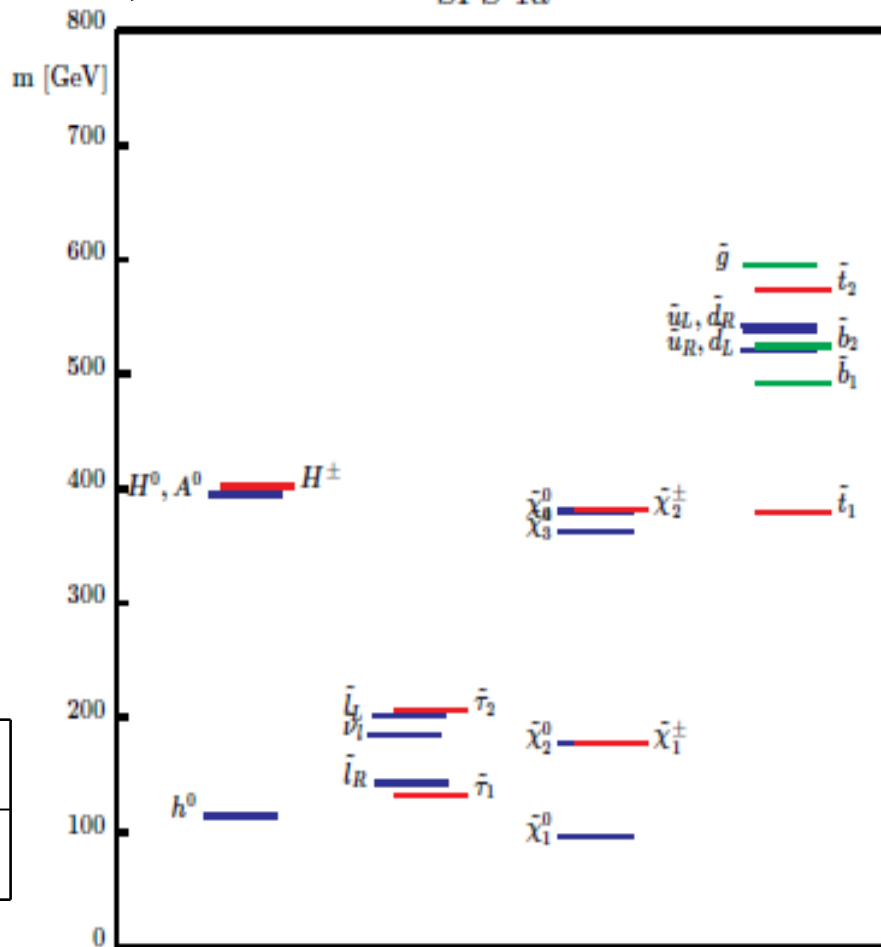
$m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta, \text{sgn } \mu$ at M_{GUT}



$$\begin{aligned} M_1 &\sim 0.4m_{1/2}, M_2 \sim 0.8m_{1/2}, M_3 \sim 2.8m_{1/2}, \\ m_3^2 &\sim m_0^2 + 6m_{1/2}^2, m_2^2 \sim m_0^2 + 0.5m_{1/2}^2, \\ m_1^2 &\sim m_0^2 + 0.15m_{1/2}^2 \quad \text{at } M_Z \end{aligned}$$

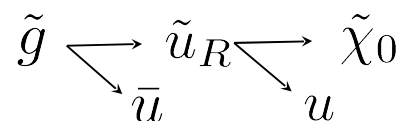
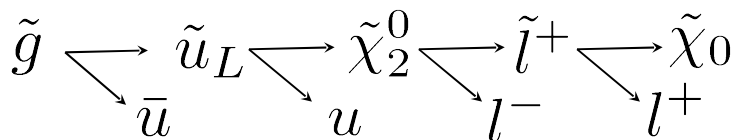
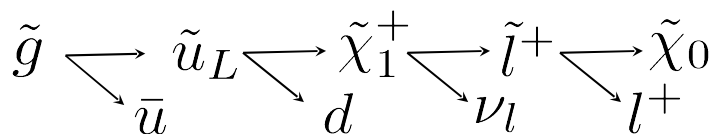
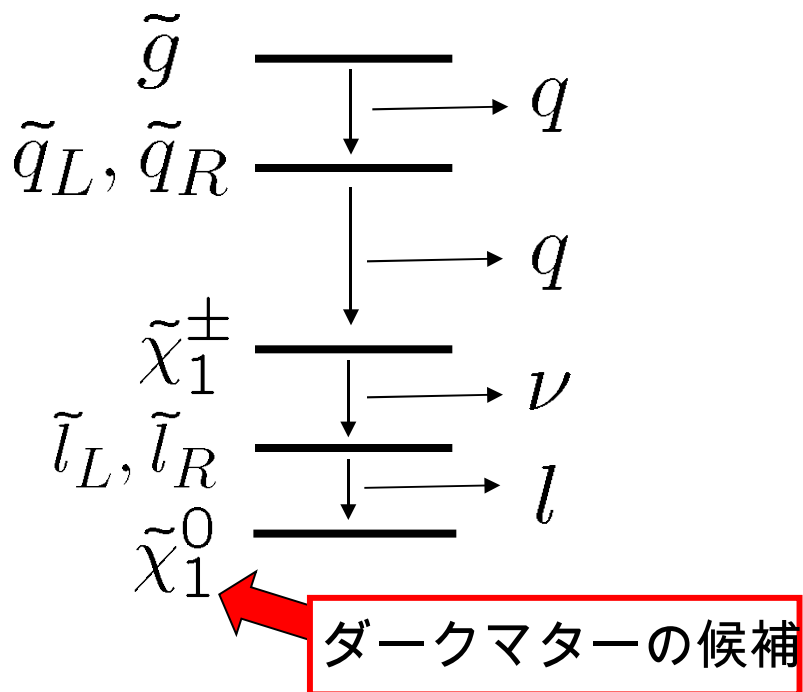
m_0	$m_{1/2}$	A_0	$\tan \beta$	$\text{sgn } \mu$
100	250	-100	10.0	+

SPS 1a



カスケード崩壊

質量スペクトルが決まると、相互作用も決まっているので、崩壊パターンやその分岐比が計算できる。



R-parity の保存が重要



全ての超対称粒子はカスケード崩壊し、
標準模型の粒子を放出しながら、最終的に
LSPに崩壊

2.2 Littlest Higgs model with T-parity

Littlest Higgs model with T-parity

N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, E. Katz, A.E. Nelson

ヒッグスは擬 N G ボソンである。 JHEP 0207:034,2002. hep-ph/0206021

ゲージ理論だが、ゲージカップリングを全て 0 にした極限では

Global sym. $SU(5) \xrightarrow{\Sigma_0} SO(5)$

自由度 24 $\rightarrow$ 10 $1_0, 3_0, 2_{\pm 1/2}, 3_{\pm 1}$

ゲージカップリングは 2 set $(g_2, g_1), (g'_2, g'_1)$

$$[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$$

1 set だけ 0 にした極限では、グローバル対称性が一部回復する

$$SU(3) \rightarrow SU(2) \times U(1)$$

自由度 8 $\rightarrow$ 4

NGボソン
一部をヒッグスと見なす

Littlest Higgs model with T-parity

N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, E. Katz, A.E. Nelson

ヒッグスは擬NGボソンである。JHEP 0207:034,2002. hep-ph/0206021

ゲージ理論だが、ゲージカップリングを全て0にした極限では

Global sym. $SU(5) \xrightarrow{\Sigma_0} SO(5)$

自由度 24 $\rightarrow$ 10 $1_0, 3_0, 2_{\pm 1/2}, 3_{\pm 1}$

ゲージカップリングは 2 set $(g_2, g_1), (g'_2, g'_1)$

$$[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$$

1 setだけ0にした極限では、グローバル対称性が一部回復する

$$SU(3) \rightarrow SU(2) \times U(1)$$

自由度 8 $\rightarrow$ 4

NGボソン
一部をヒッグスと見なす

2 setのカップリング両方が寄与しないと、ヒッグスは厳密なNGボソンとなり質量は 0

1 つのカップリングが寄与するダイアグラムによる質量補正は 0

質量に対する補正は2ループから

Littlest Higgs model with T-parity

N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, E. Katz, A.E. Nelson

ヒッグスは擬NGボソンである。JHEP 0207:034,2002. hep-ph/0206021

ゲージ理論だが、ゲージカップリングを全て0にした極限では

Global sym. $SU(5) \xrightarrow{\Sigma_0} SO(5)$

自由度 24 $\rightarrow$ 10 $1_0, 3_0, 2_{\pm 1/2}, 3_{\pm 1}$

ゲージカップリングは 2 set $(g_2, g_1), (g'_2, g'_1)$

$$[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$$

1 setだけ0にした極限では、グローバル対称性が一部回復する

$$SU(3) \rightarrow SU(2) \times U(1)$$

自由度 8 $\rightarrow$ 4

NGボソン
一部をヒッグスと見なす

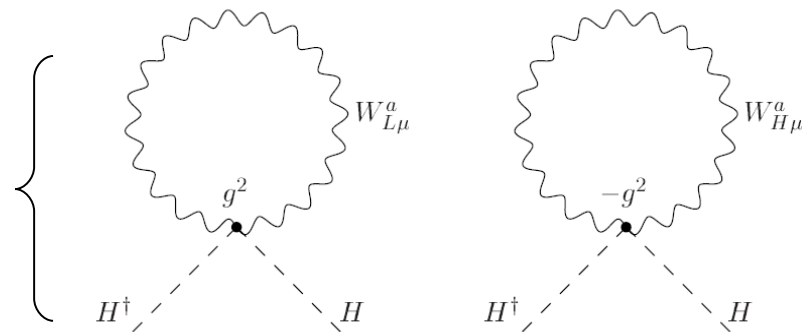
2 setのカップリング両方が寄与しないと、ヒッグスは厳密なNGボソンとなり質量は 0

1つのカップリングが寄与するダイアグラムによる質量補正は 0

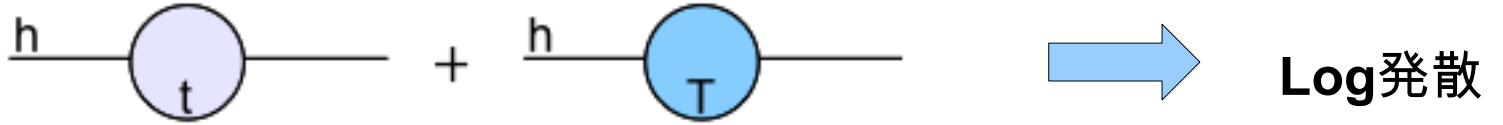
質量に対する補正は2ループから

質量固有状態で見ると、
パートナーによるキャンセレーション

Log発散 **Fine tuning problem を解決**

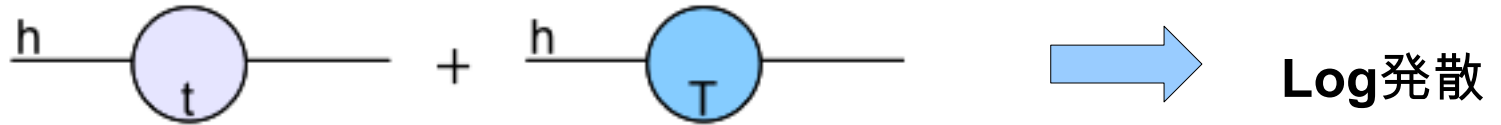


Top-partner



トップセクターにも同じ構造  トップにパートナーができる T_+

Top-partner



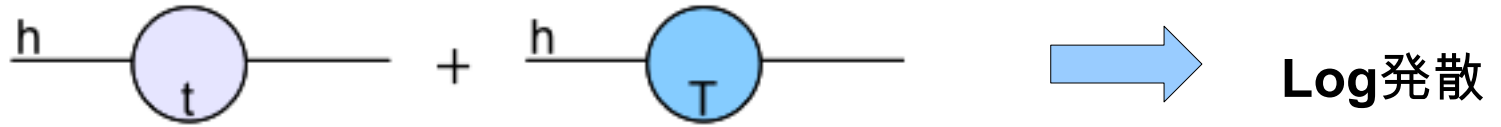
トップセクターにも同じ構造 $\Rightarrow$ トップにパートナーができる T_+

T-パリティ : 2 setのゲージ群を入れ替える対称性 $[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$

W^a, B^a : T - even W_H^a, B_H^a : T - odd

$\Rightarrow$ Matter sector にも拡張 $u_-, d_-, c_-, s_-, b_-, t_-, T_-, \dots$

Top-partner

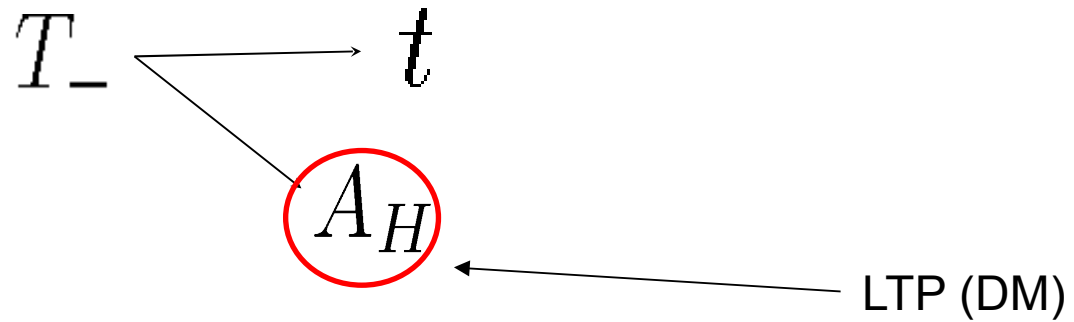


トップセクターにも同じ構造 → トップにパートナーができる T_+

T-パリティ : 2 setのゲージ群を入れ替える対称性 $[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$

W^a, B^a : T – even W_H^a, B_H^a : T – odd

→ Matter sector にも拡張 $u_-, d_-, c_-, s_-, b_-, t_-, T_-, \dots$



強い相互作用をする

LHCで対生成イベント

T-parity

treeレベルの寄与を消す
トリプレットのVEVを禁止する

対生成

カスケード崩壊

質量スペクトル

例)

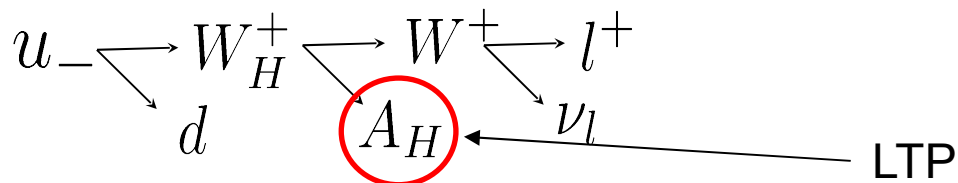
$u_-, \dots$ ———

t_- ———

W_H^a, Z_H^a ———

l_- ———

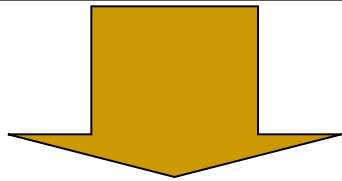
A_H^a ———



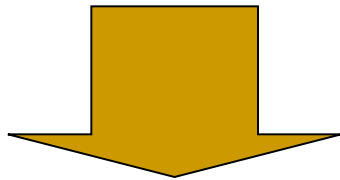
見えない重い粒子 (DM) に最終的に崩壊

標準模型を超える模型

- 問題点：
- 1．ヒッグス質量項の輻射補正の2次発散の問題
 - 2．ダークマターの存在の問題
 - 3．標準模型からのずれが精密実験でほぼ見えていない



パートナー $+$ Z_2 parity



対生成 $+$ カスケード崩壊 $+$ DMの対生成

目次

- 1 . 標準模型の問題点
- 2 . 標準模型を超える模型 (MSSM,LHT)
- 3 . LHC実験
- 4 . LHT模型におけるトップパートナー再構成
- 5 . mSUGRA模型における
スクォーク、グルイーノの質量測定
- 6 . まとめ

3. L H C 実験 (2008年 ~)

- スイス (フランス) の CERN で行われる 陽子・陽子コライダー実験
- 円周 27 k m のリング (山手線くらい) (1232 個の双極子磁石と 392 個の四重極磁石)
- 陽子ビームの強さは 5 TeV ~~7 TeV~~ (今までの 7 倍)

重心系エネルギー $\sqrt{s} =$ ¹⁰~~14~~ TeV

TeV 領域の物理を観測するための検出器は 2 つある。

ATLAS, CMS



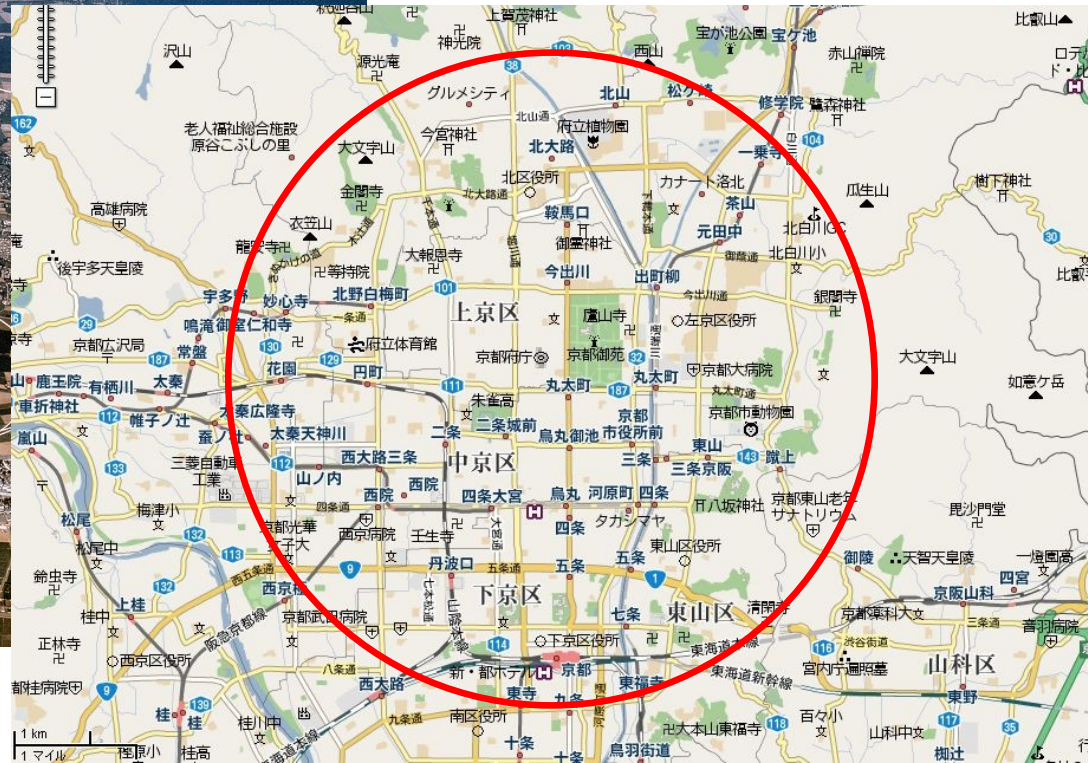
LHC実験 (2008年~)

- ・ スイス (フランス) のCERNで行われる陽子・陽子コライダー実験
- ・ 円周 27 k m のリング (山手線くらい) (1232個の双極子磁石と392個の四重極磁石)
- ・ 陽子ビームの強さは 5TeV (7TeV (今までの7倍))

重心系エネルギー $\sqrt{s} = \frac{10}{14} \text{TeV}$

TeV領域の物理を観測するための検出器は2つある。

ATLAS, CMS

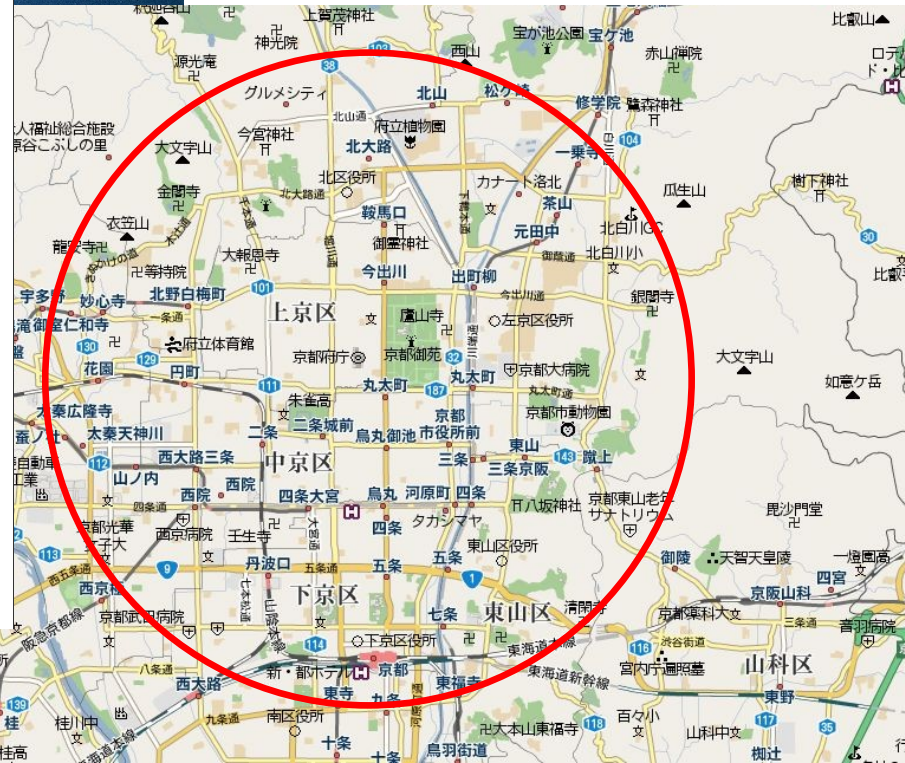
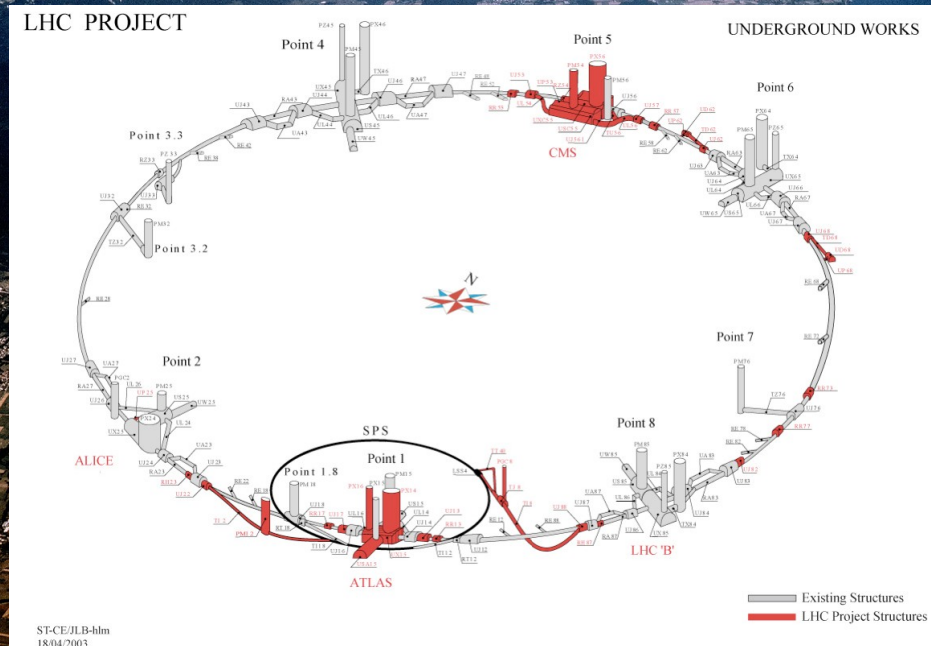


LHC実験 (2008年~)

- ・ スイス (フランス) のCERNで行われる陽子・陽子コライダー実験
- ・ 円周 27 km のリング (山手線くらい) (1232個の双極子磁石と392個の四重極磁石)
- ・ 陽子ビームの強さは ~~7TeV~~ (今までの7 重心系エネルギー $\sqrt{s} = \text{~~14~~ TeV}$ 倍)

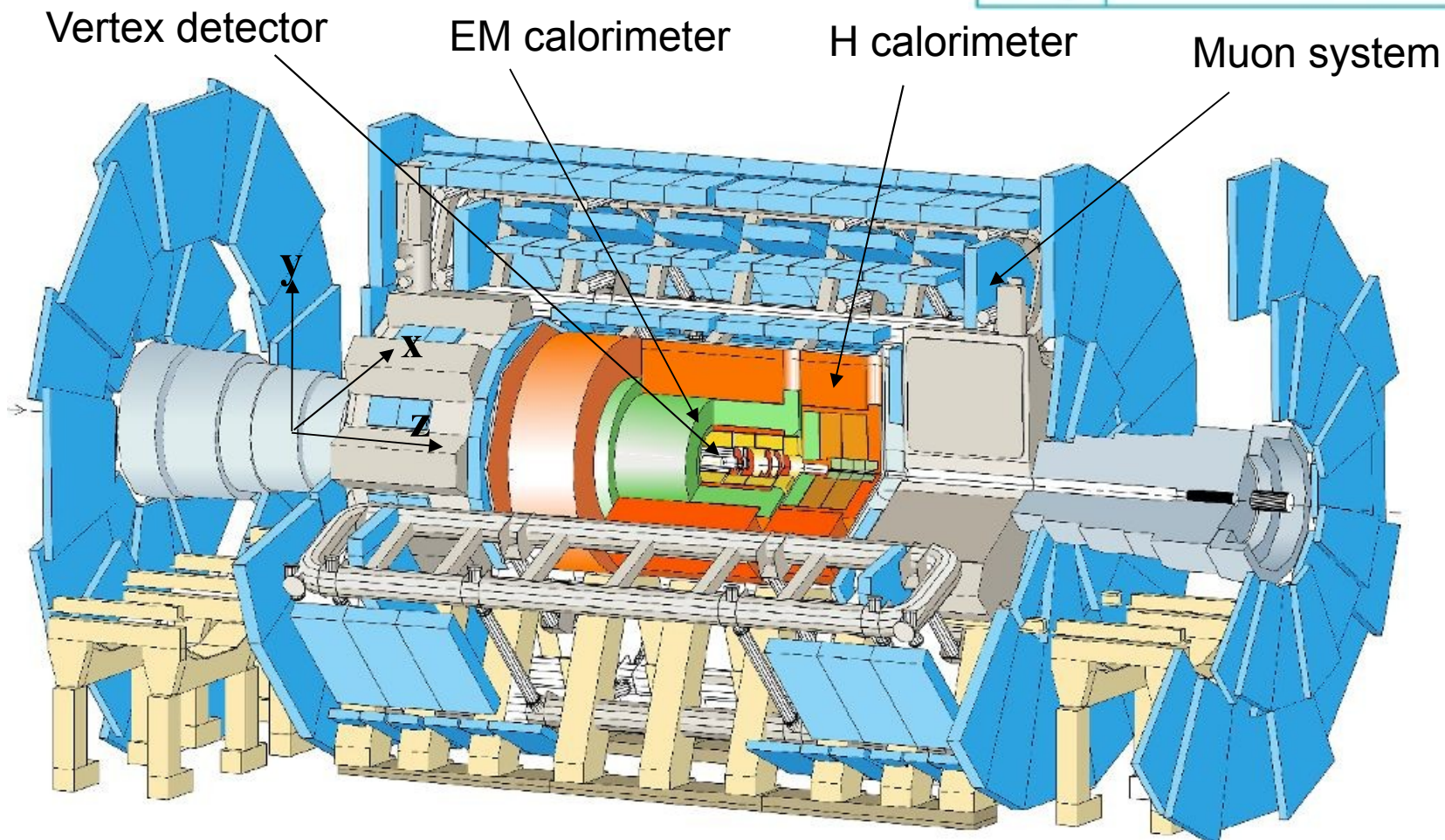
TeV領域の物理を観測するための検出器は2つある。

ATLAS, CMS



ATLAS検出器

ATLAS		Detector characteristics	
		Width:	44m
		Diameter:	22m
		Weight:	7000t



色々な粒子の運動量、エネルギーが測れる。(荷電粒子・ハドロン)

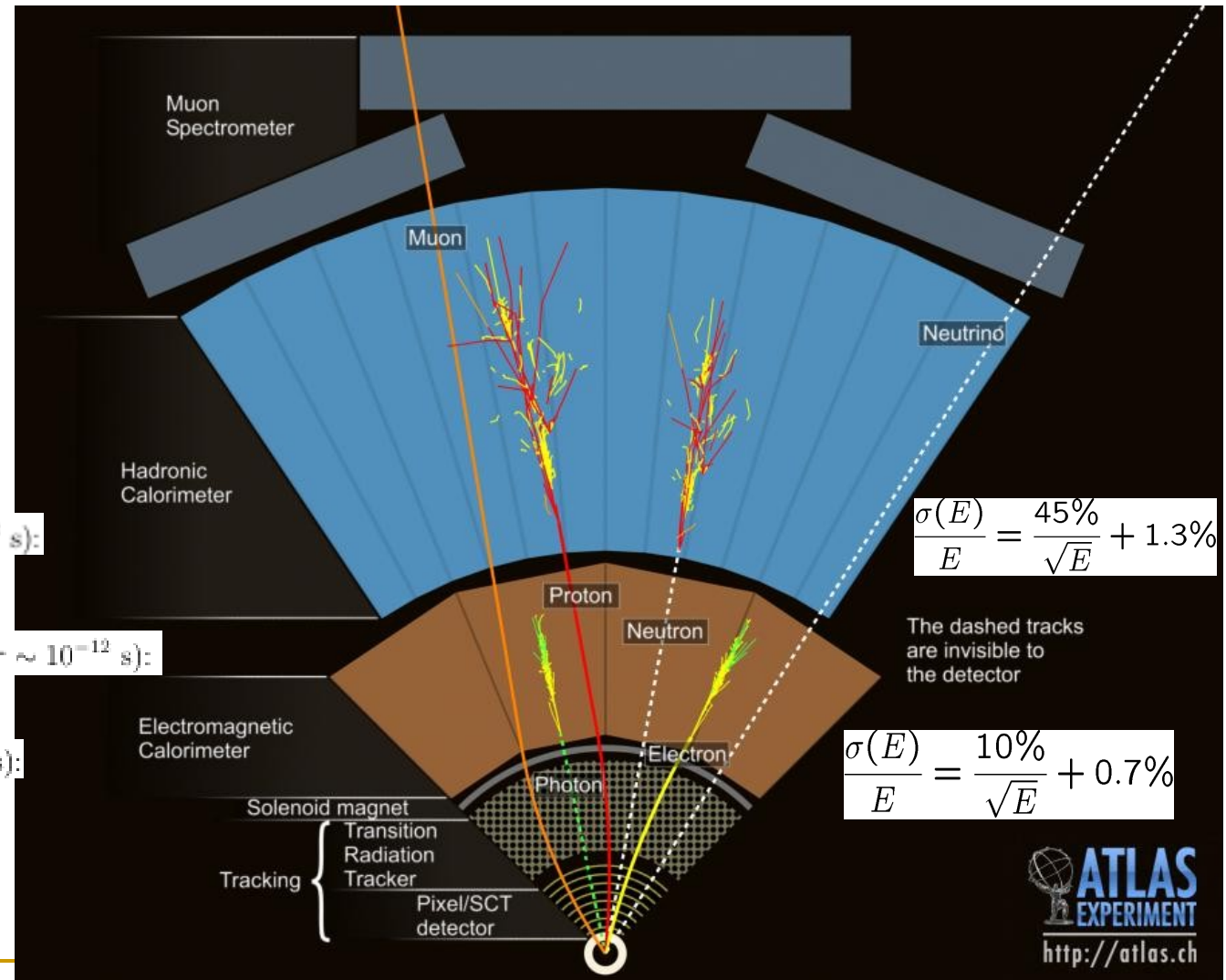
クォークは粒子の種類をほとんど区別できない(ぎりぎりbクォークが60%できるか)

どうやって検出するか

E,P分解能
($P \sim 100 \text{ GeV}$)

$\mu \sim 2\%$
 $e, \gamma \sim 1.5\%$
Jets $\sim 8\%$

- Stable particles: $p, \bar{p}, e^\pm, \gamma$
- Quasi-stable particles ($\tau > 10^{-12} \text{ s}$):
 $n, \Lambda, K_L^0, \dots, \mu^\pm, \pi^\pm, K^\pm, \dots$
- Particles with displaced vertex ($\tau \sim 10^{-12} \text{ s}$):
 $B^{0,\pm}, D^{0,\pm}, \tau^\pm, \dots$
- Short-lived particles ($\tau < 10^{-13} \text{ s}$):
 $\pi^0, \rho^{0,\pm}, \dots, Z, W^\pm, t, H, \dots$
- Missing particles:
 $\nu, \tilde{\chi}_1^0, A_H, G_{KK}, \dots$



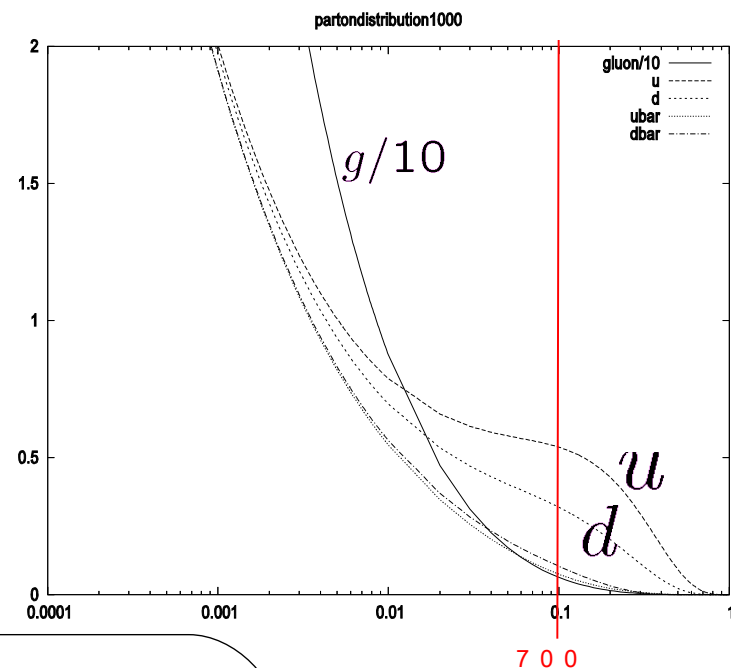
LHC で何がつくれるか?

Center of mass energy : $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

Integrated luminosity (1 year) $\int dt \mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$

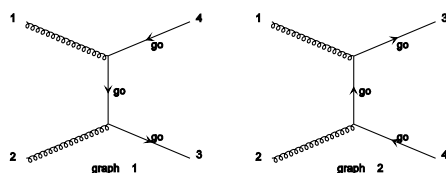
陽子は **u, d** と **gluon** でできている

→ Strong interacting particles が作られる

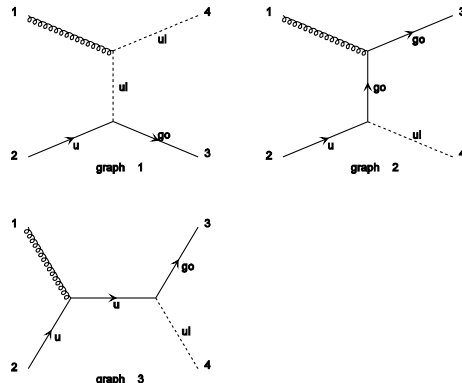


Main SUSY production processes

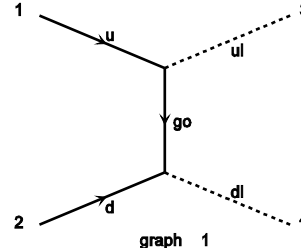
$\tilde{g}\tilde{g}$



$\tilde{q}\tilde{q}$



$\tilde{q}\tilde{q}$



Diagrams by MadGraph

Cross section is $O(\text{pb})$

Produced number of event is $O(10000)/\text{year}$

**R-parityがあるので
常にペアで生成する**

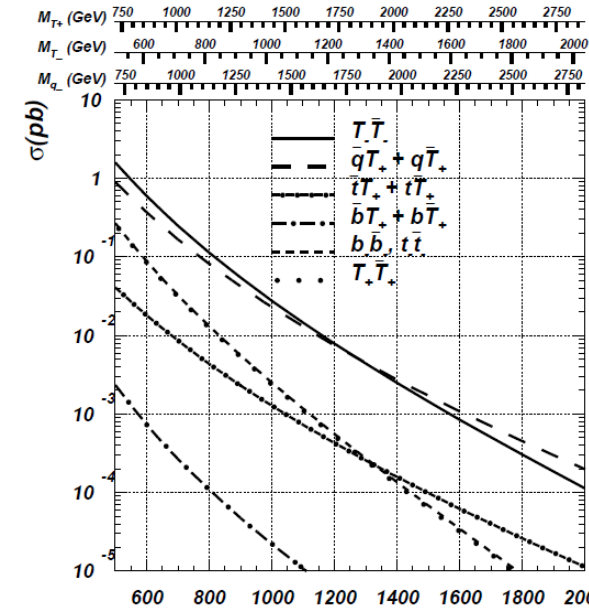
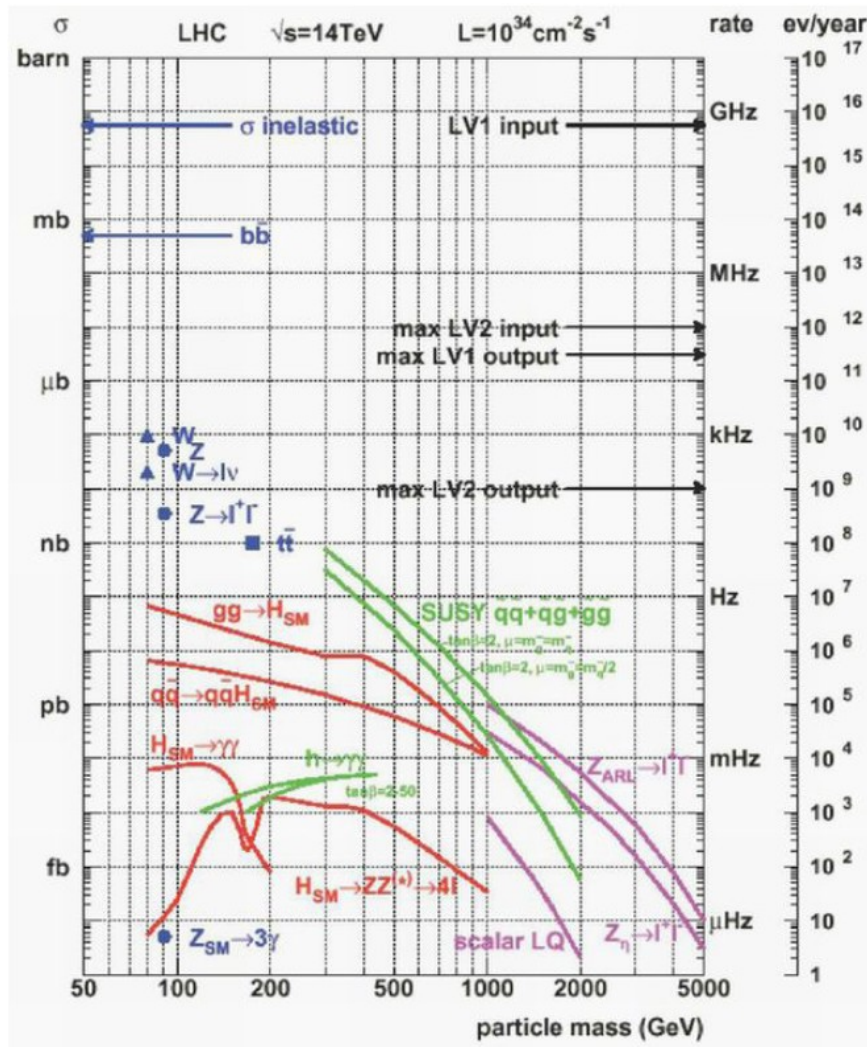
軽い

$m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}$

重い

LHC での Production Cross section

陽子ビームは u, d と gluon でできている 混合ビーム (PDFで記述)



LHT

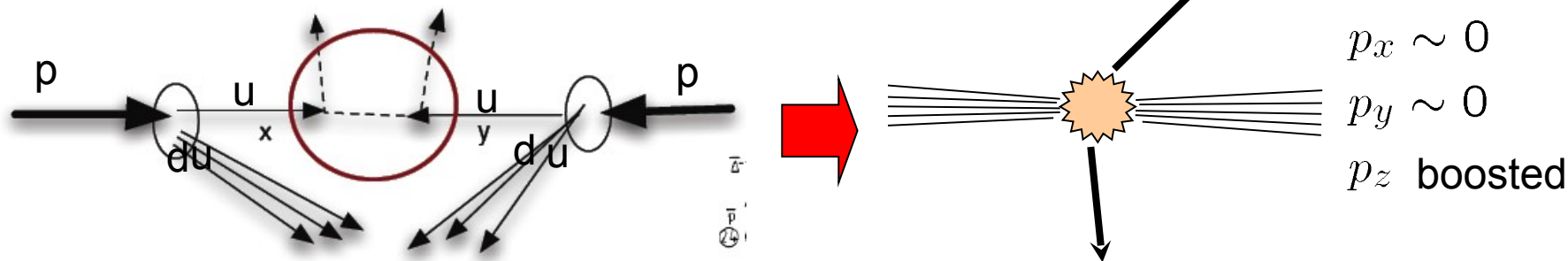
process	Events/sec
inelastic scattering	$\sim 600,000,000$
$b\bar{b}$	$\sim 5,000,000$
W, Z production	$\sim 1,000$
$t\bar{t}$	~ 10
SUSY(500 GeV)	~ 0.5
SUSY(1000 GeV)	~ 0.01
$H \rightarrow 4l$ (200 GeV)	~ 0.0002

for $10^{34} \text{cm}^{-2}/\text{sec.}$

LHCでは、SM プロセスも桁違いに大量に生成される。

ハドロンコライダー

pp $\rightarrow$ uu : 陽子の中のパートンが衝突する



何が衝突したのかはわからない

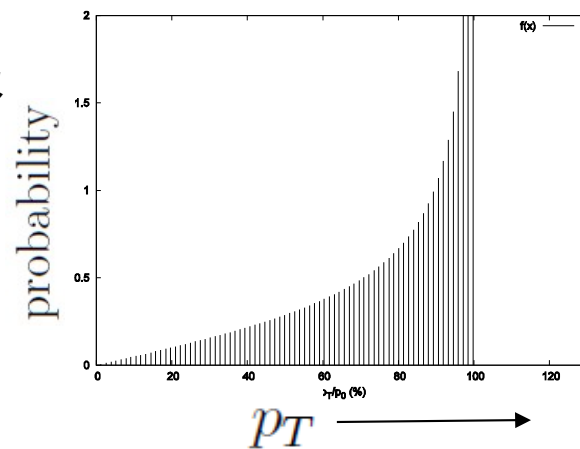
ジェットが z-軸に沿って放射される。(検出器はない)

z-軸方向の運動量保存は使えない。

x, y 軸方向の運動量は z-軸方向のブーストに対して不変な量

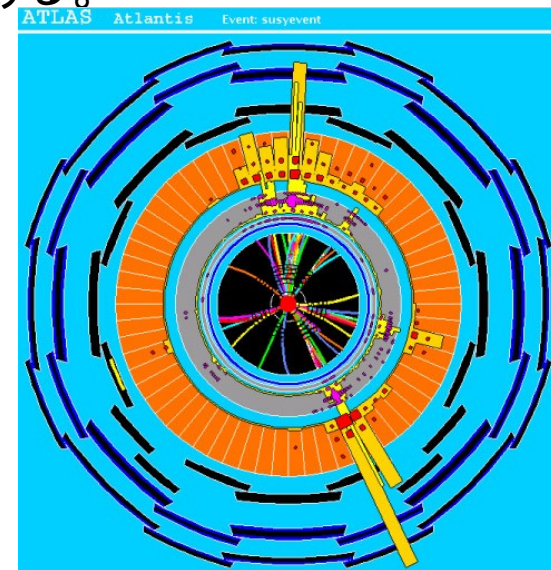
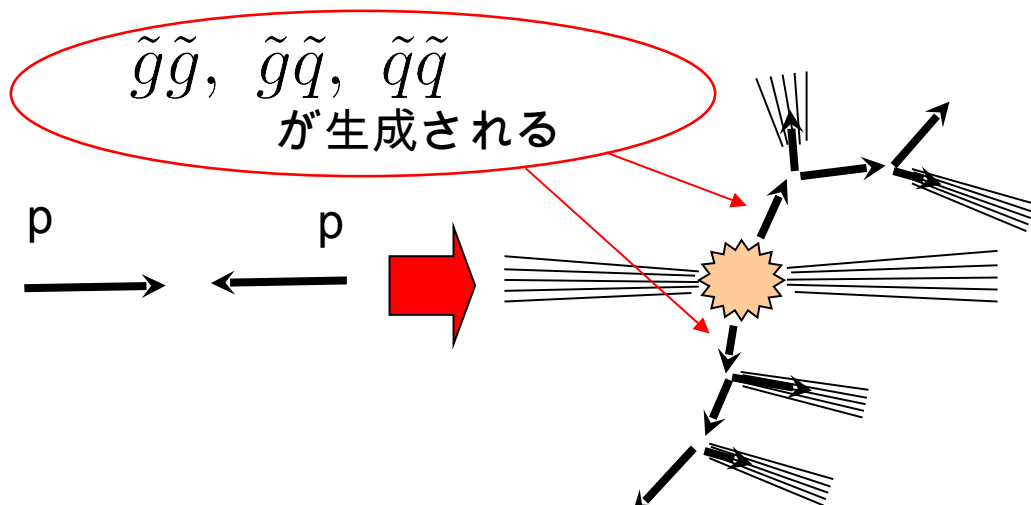
$$p_T \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad \text{が重要な観測量}$$

$$p_T(\theta) = p_0 \sin \theta \quad dp_T = p_0 \cos \theta d\theta$$



SUSY event と SM event の区別

SM プロセスも大量につくられる。 $Z, W^{\pm}, tt, bb, \dots$
この中から、SMを超えるシグナルを見つけ出す必要がある。



SUSY 粒子生成イベントの特徴は、

2つの LSP が最終的に作られ
観測できない。

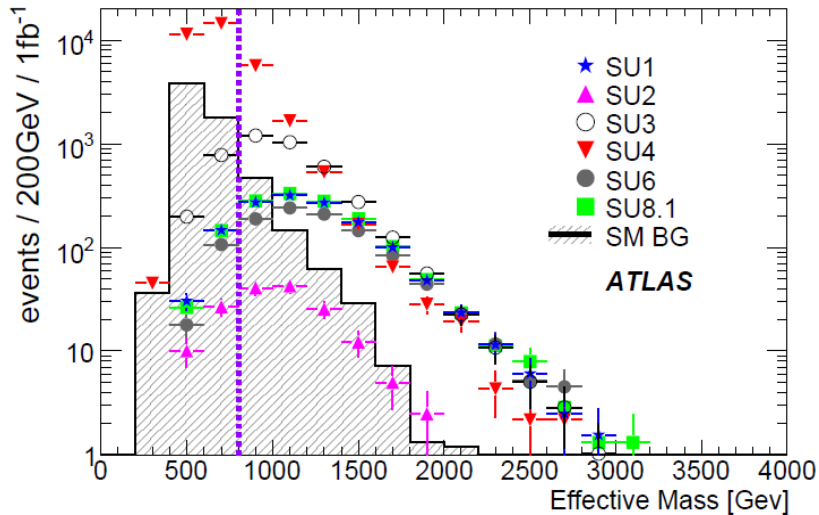
大きな missing momentum $\cancel{E}_T \equiv \left| \sum_{\text{visible}} \mathbf{p}_T \right|$

sparticleが作られると、標準模型粒子を放出しつつカスケード崩壊する。

多くの hard jets、hard leptons
 $p_T \sim \text{mass difference}$

大きな Effective mass $M_{\text{eff}} = \cancel{E}_T + p_{T,1} + p_{T,2} + p_{T,3} + p_{T,4}$

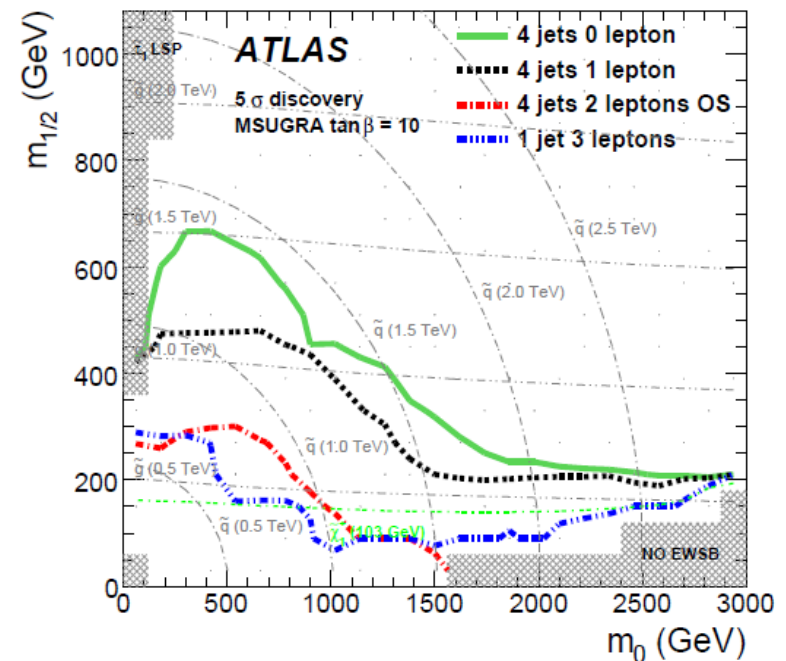
LHCのmSUGRA発見能力



- $E_T > \max(200\text{GeV}, 0.2M_{\text{eff}})$.
- at least 4 jets with $p_T > 50\text{ GeV}$.
- $S_T > 0.2$.

1 fb⁻¹ での 5 σ Discovery reach

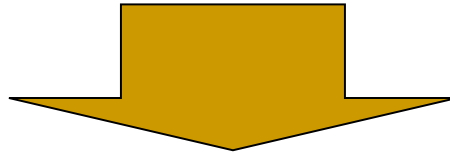
だいたい1.5TeVまでは発見可能



Leptonを使った解析

新粒子の質量が1.5TeVより軽いなら、**1fb⁻¹** でdiscoveryは可能

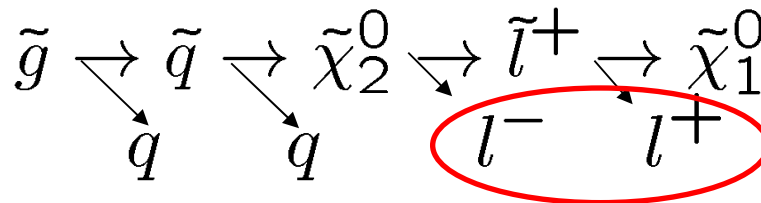
質量スペクトルが測りたい



SUSY events をSM eventsから分離できれば、
イベントを集めて統計的に解析することで、質量スペクトルを測定できる

カスケード崩壊の運動学の制限を使って、質量スペクトルを決め

たとえば、



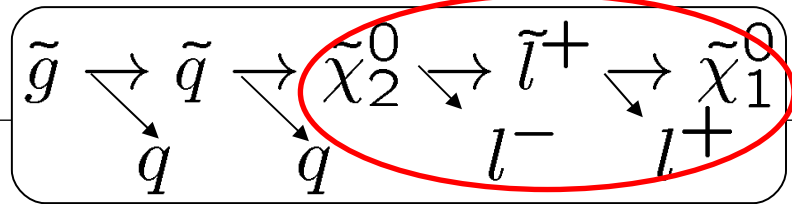
レプトンが出る崩壊はゴールデンチャンネルと呼ばれる (S M B G も少ない)

2nd lightest neutralinoがdi-leptonを出して L S P に崩壊するところから再構成

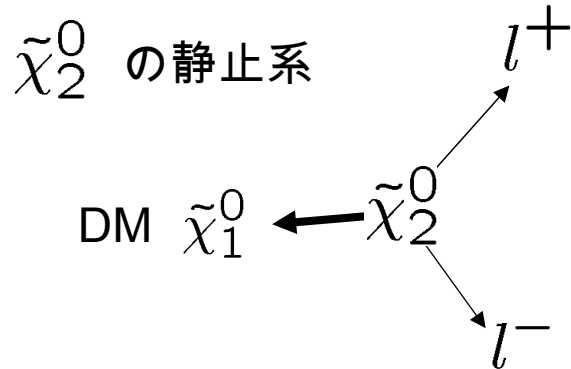


更に、その上流のジェットを加えてスクオーク、グルイーノ

Ex. $M_{\tilde{\chi}_2^0}$ の測定



case $M_{\tilde{\ell}_R} > M_{\tilde{\chi}_2^0}$



$$\ell^{-\mu} : (|\mathbf{p}_-|, \mathbf{p}_-)$$

$$\ell^{+\mu} : (|\mathbf{p}_+|, \mathbf{p}_+)$$

$$\tilde{\chi}_1^{0\mu} : (\sqrt{M_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + (\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-)^2}, -\mathbf{p}_+ - \mathbf{p}_-)$$

$$M_{\tilde{\chi}_2^0} = |\mathbf{p}_-| + |\mathbf{p}_+| + \sqrt{M_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + (\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-)^2},$$

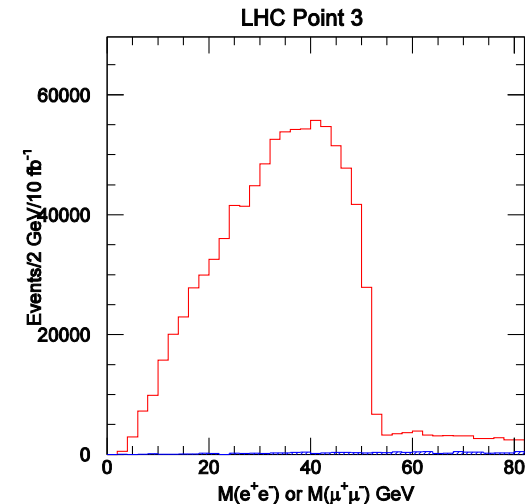
$$M_{ll}^2 = (|\mathbf{p}_-| + |\mathbf{p}_+|)^2 - (\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-)^2 = 2(|\mathbf{p}_-||\mathbf{p}_+| - \mathbf{p}_- \cdot \mathbf{p}_+).$$

DMが $\tilde{\chi}_2^0$ の静止系で静止しているとき
レプトン系に最大のエネルギーが分配される。

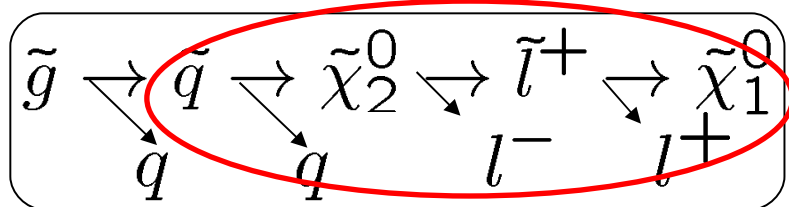
$$M_{ll}^{\max} = M_{\tilde{\chi}_2^0} - M_{\tilde{\chi}_1^0}.$$

この量はLorentz inv. なので、 $\tilde{\chi}_2^0$

が止まってなくてもこの関係は成り立つ



更に長い崩壊チェーンが同定できると、色々な質量が測れる



$q \quad \ell^- \quad \ell^+$ 3つの運動量から作られる
不変質量の最大値や最小

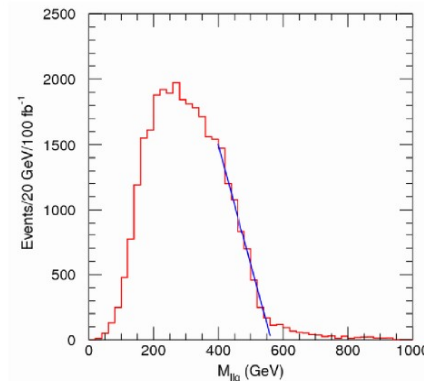
$$M_{\ell\ell}^{\max} = M_{\tilde{\chi}_2^0} \left[\left(1 - \frac{M_{\tilde{\ell}_R}^2}{M_{\tilde{\chi}_2^0}^2} \right) \left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{M_{\tilde{\ell}_R}^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

$$M_{\ell\ell q}^{\max} = M_{\tilde{q}} \left[\left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_2^0}^2}{M_{\tilde{q}}^2} \right) \left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{M_{\tilde{q}}^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = 552.4 \text{ GeV},$$

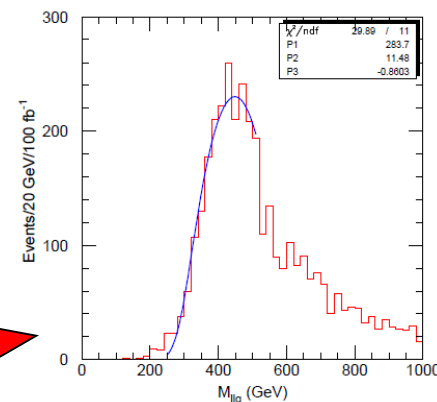
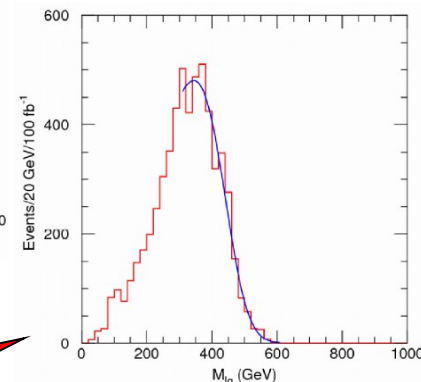
$$M_{\ell q}^{\text{right}, \max} = M_{\tilde{q}} \left[\left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_2^0}^2}{M_{\tilde{q}}^2} \right) \left(1 - \frac{M_{\tilde{\ell}}^2}{M_{\tilde{\chi}_2^0}^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = 479.3 \text{ GeV},$$

$$M_{\ell q}^{\text{wrong}, \max} = M_{\tilde{q}} \left[\left(1 - \frac{M_{\tilde{\chi}_2^0}^2}{M_{\tilde{q}}^2} \right) \left(\frac{M_{\tilde{\ell}}^2 - M_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{M_{\tilde{\chi}_2^0}^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = 274.5 \text{ GeV},$$

$$M_{\ell\ell q}^{\min}(0) = \left[2(p'k + \gamma q'[(1-\beta)p' + k]) - 2q'k \sqrt{1 + \gamma^2(\beta - (1-\beta)\frac{p'}{k})^2} \right]^{\frac{1}{2}} = 271.8 \text{ GeV},$$



case $M_{\tilde{\ell}_R} < M_{\tilde{\chi}_2^0}$



4つの未知質量と4つ以上のエンドポイント → 質量スペクトルが決定できる
しかし、高統計が必要 (100fb⁻¹)

Leptonを使った解析のまとめ

ゴールドデンチャンネル $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$ がとても重要

分岐比は一般に小さいので、高統計が必要

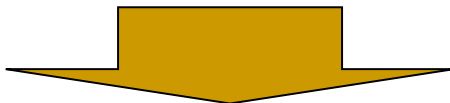
不変質量のエンドポイントを使う

二つの崩壊チェーンのうちの一つの崩壊チェーンを用いる

Missing transverse 運動量 はカットにしか使っていない

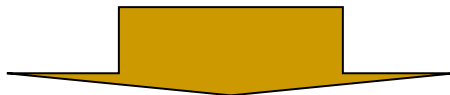
研究の動機

新粒子の質量が1.5TeVより軽いなら、SUSYならdiscoveryは 1fb^{-1} で可能。



レプトンチャネルを用いた質量測定は確立している（崩壊チェーンを構成していく）

→ しかし、レプトンチャネルの解析は、統計的に不利
初期の解析には向かない。



ジェットイベントを使う解析は統計的に有利

- トップパートナー対生成から生じるトップ-反トップ系の再構成
再構成した運動量を用いたトップパートナーの質量測定

4. LHT模型でのトップパートナー再構成

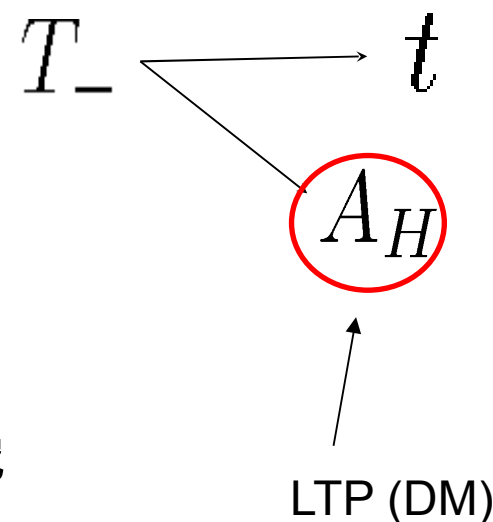
$$pp \rightarrow T_- \bar{T}_- \rightarrow t \bar{t} A_H A_H \rightarrow b W^+ \bar{b} W^- A_H A_H \rightarrow 6j + \cancel{E}_T.$$

トップの再構成

トップパートナーの質量の測定

トップの偏極の測定

ジェット再構成アルゴリズムの比較研究

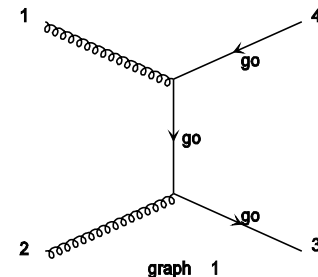


LHTでのトップパートナー対生成イベント

シグナル $pp \rightarrow T_+ \bar{T}_- \rightarrow t\bar{t} A_H A_H \rightarrow bW^+ \bar{b}W^- A_H A_H \rightarrow 6j + \cancel{E}_T$.

	m_{T_+}	A_H	m_t
Point	800.19	151.79	175.00

0.171pb



3ジェットの不变質量が175GeVになるようなものをトップとみなす。

SMBG $t\bar{t} + n \text{ jets}$, $W + n \text{ jets}$, $Z + n \text{ jets}$, $t\bar{t}Z$, QCD,

最も大きなバックグラウンド ($\sim 500\text{pb}$)

Point:

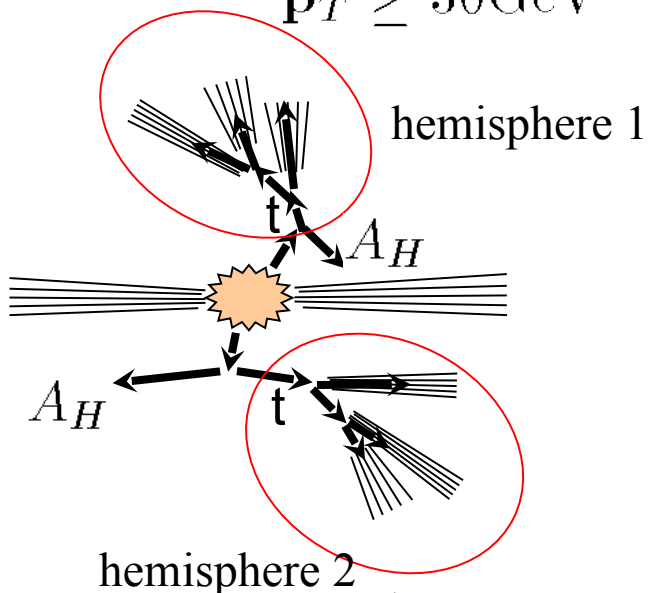
トップパートナーの崩壊でできたトップはブーストしている

➡ Hemisphere method が有効

Hemisphere method

大きな p_T を持つオブジェクトを2つのグループ(hemispheres)に分ける方法

$$p_T \geq 30 \text{ GeV}$$



Hemisphereの定義

$$\forall i \in H_1, j \in H_2$$

$$d(P_{H_1}, p_i) \leq d(P_{H_2}, p_i) \text{ and } d(P_{H_2}, p_j) \leq d(P_{H_1}, p_j),$$

$$P_{H_i} \equiv \sum_{k \in H_i} p_k, \quad d(p_i, p_j) \equiv \frac{(E_i - |\mathbf{p}_i| \cos \theta_{ij}) E_i}{(E_i + E_j)^2}$$

角度の近いもの同士を、同じヘミスフィアにグループ分けするアルゴリズム (ヘミスフィアの質量が小さくなるように組むことになる。)

トップパートナーの崩壊から出たトップはとてもブーストしている

	m_{T-}	A_H	m_t
Point	800.19	151.79	175.00

ブーストしたトップの崩壊生成物は方向が揃っている
 $tt + \text{jets}$ の場合はトップはそんなにブーストしていない。

Event selection

Mass spectrum

	m_{T-}	A_H	m_t
Point	800.19	151.79	175.00

イベントは HERWIG6.5を使って 50fb^{-1} 生成

Summary of Cuts

$$\cancel{E} > 200\text{GeV} \quad \text{and} \quad \cancel{E} \geq 0.2M_{\text{eff}}.$$

一般的な SM イベントを落とすカット

$$n_{\text{lepton}} = 0$$

トップのセミレプトニック崩壊をカット

$$p_{T,H_1}, p_{T,H_2} > 200\text{GeV}.$$

トップがブーストしていることを要求
($t\bar{t}$ の寄与を落とす)

$$(p_{H_j} \equiv \sum_{i \in H_j} p_i)$$

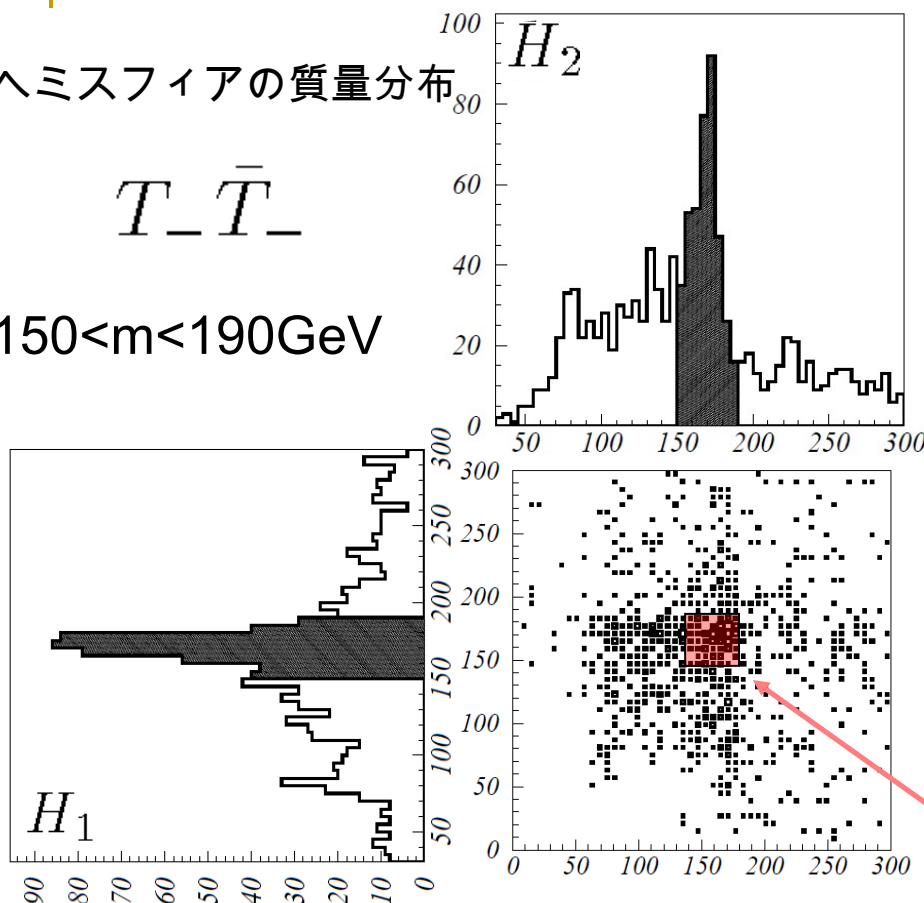
	standard	$p_{H_1} > 200$	$m_{P_{H_1}} \sim m_t$	$m_{P_{H_2}} \sim m_t$	both	or	$m_{T_2} > 350$	$m_{T_2} > 500$
$T_-\bar{T}_-$ (signal)	2,764	1,675	404	396	130	398	372	199
$t\bar{t}$ +jets	34,906	12,296	2,114	1,288	241	1,230	192	0
$t\bar{t}Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})$	337	95	16	24	5	19	3	3
$Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})$ +jets	26,290	8,676	520	890	50	420	280	10
$W(\rightarrow l\nu)$ +jets	24,045	7,780	465	700	55	285	140	10

トップ再構成

ヘミスフィアの質量分布

$T_+ T_-$

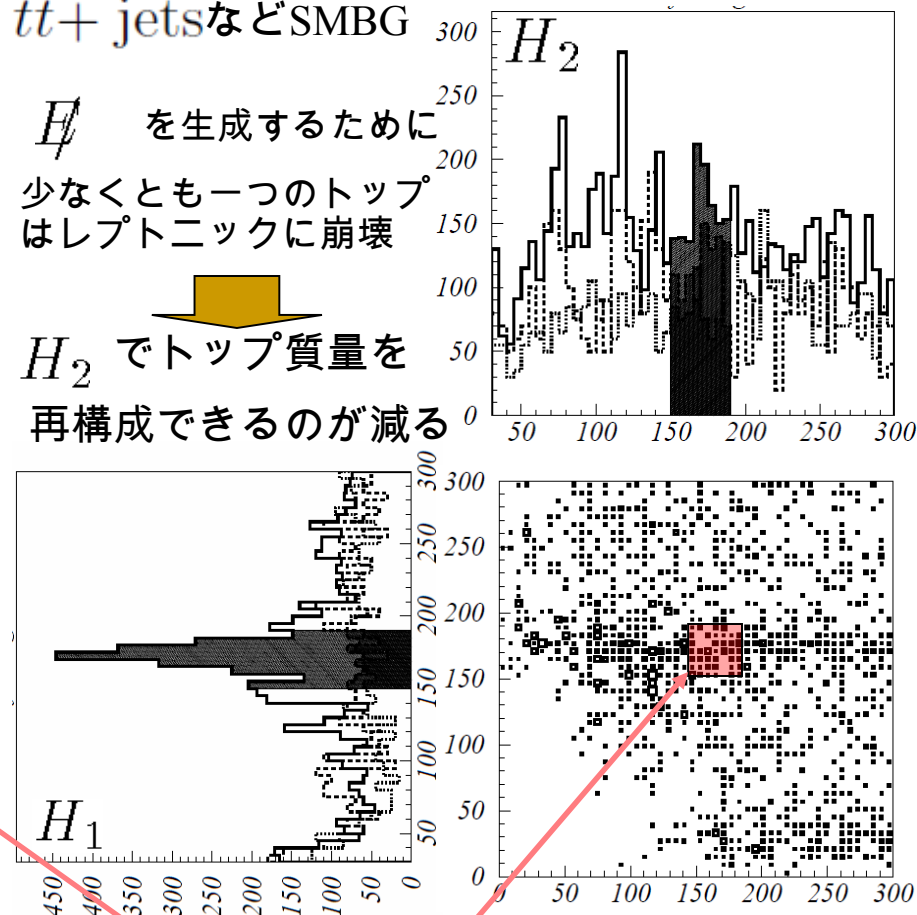
$150 < m < 190 \text{ GeV}$



$t\bar{t} + \text{jets}$ など SMBG

H を生成するために
少なくとも一つのトップ
はレプトニックに崩壊

H_2 でトップ質量を
再構成できるのが減る



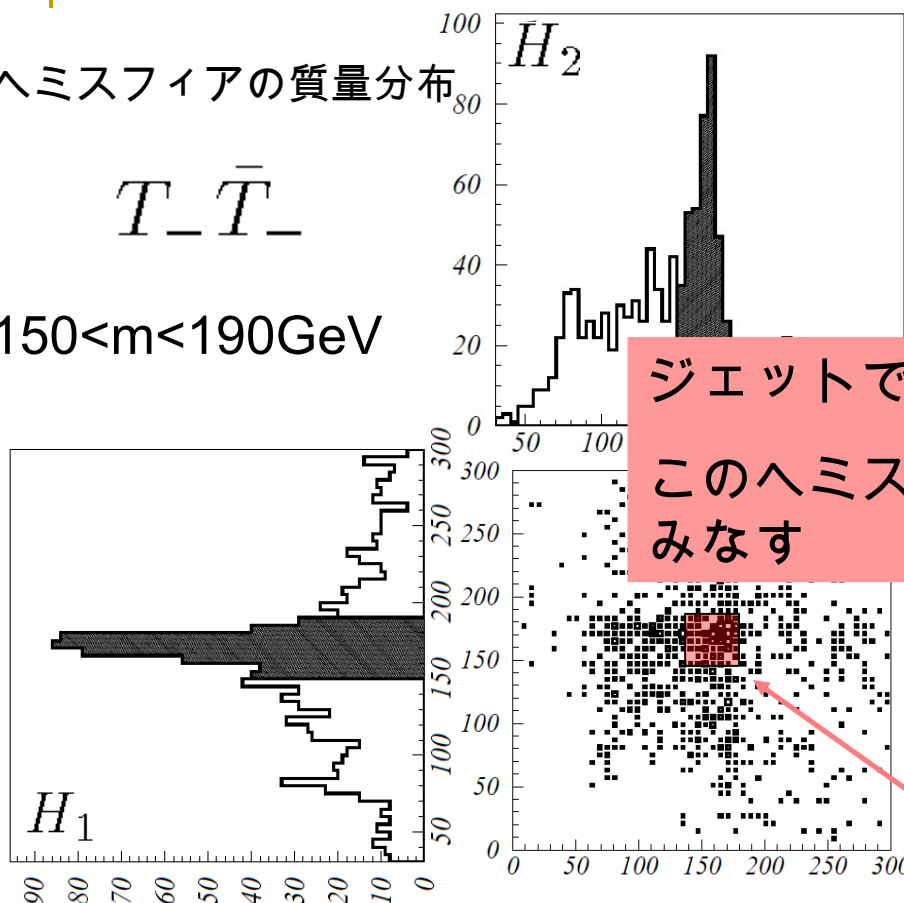
	standard	$p_{H_i} > 200$	$m_{P_{H1}} \sim m_t$	$m_{P_{H2}} \sim m_t$	both	or	$m_{T2} > 350$	$m_{T2} > 500$
$T_+ T_-$ (signal)	2,764	1,675	404	396	130	398	372	199
$t\bar{t} + \text{jets}$	34,906	12,296	2,114	1,288	241	1,230	192	0
$t\bar{t} Z (\rightarrow \nu \bar{\nu})$	337	95	16	24	5	19	3	3
$Z (\rightarrow \nu \bar{\nu}) + \text{jets}$	26,290	8,676	520	890	50	420	280	10
$W (\rightarrow l \nu) + \text{jets}$	24,045	7,780	465	700	55	285	140	10

トッパ再構成

ヘミスフィアの質量分布

$$T_+ \bar{T}_+$$

$150 < m < 190 \text{ GeV}$

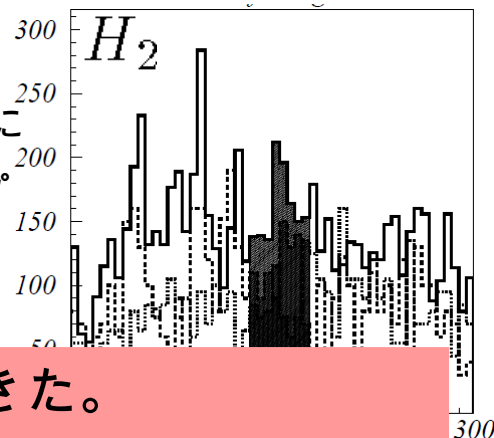


$t\bar{t} + \text{jets}$ など SMBG

H を生成するために
少なくとも一つのトッパ
はレプトニックに崩壊



H でトッパ質量を



ジェットでトッパが再構成できた。

このヘミスフィアの運動量をトッパの運動量とみなす

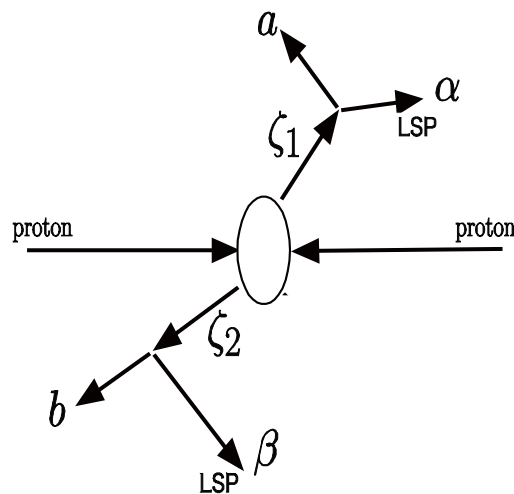
	standard	$p_{H_i} > 200$	$m_{P_{H1}} \sim m_t$	$m_{P_{H2}} \sim m_t$	both	or	$m_{T2} > 350$	$m_{T2} > 500$
$T_+ \bar{T}_+$ (signal)	2,764	1,675	404	396	130	398	372	199
$t\bar{t} + \text{jets}$	34,906	12,296	2,114	1,288	241	1,230	192	0
$t\bar{t}Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})$	337	95	16	24	5	19	3	3
$Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \text{jets}$	26,290	8,676	520	890	50	420	280	10
$W(\rightarrow l\nu) + \text{jets}$	24,045	7,780	465	700	55	285	140	10

M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

m_{T2} variable を使って質量を測定する

$$\zeta\bar{\zeta} \rightarrow (a\alpha)(b\beta)$$

$$T_-\bar{T}_- \rightarrow (tA_H)(\bar{t}A_H)$$



M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

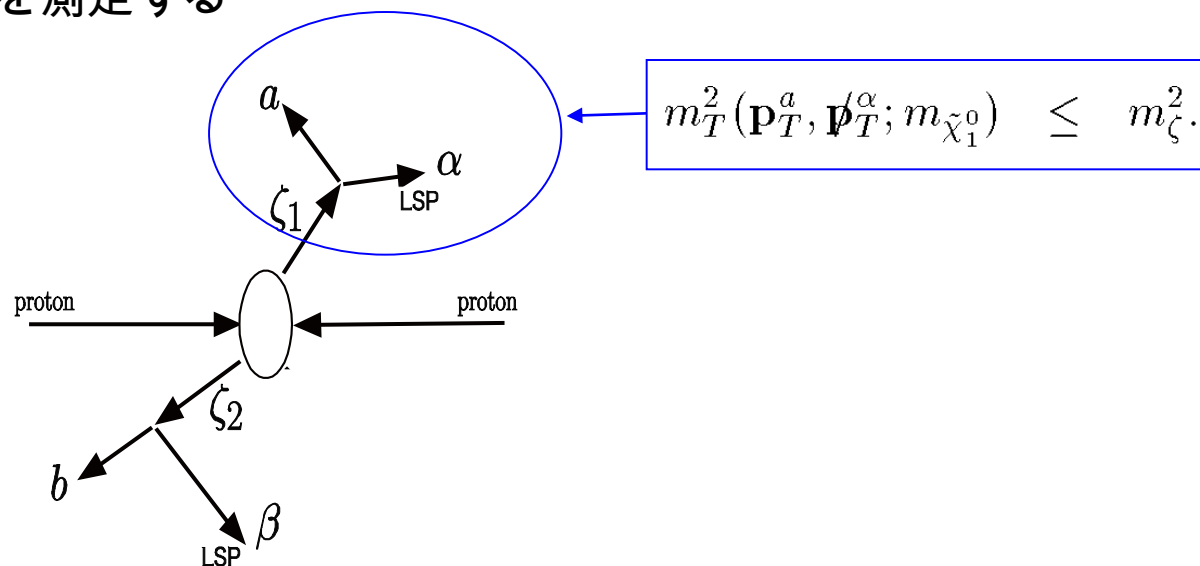
m_{T2} variable を使って質量を測定する

$$\tilde{\zeta}\tilde{\zeta} \rightarrow (a\alpha)(b\beta)$$

$$T_-\bar{T}_- \rightarrow (tA_H)(\bar{t}A_H)$$

1. まずは m_T という量を考える

これは、2つの粒子の pt のみで定義される量



$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

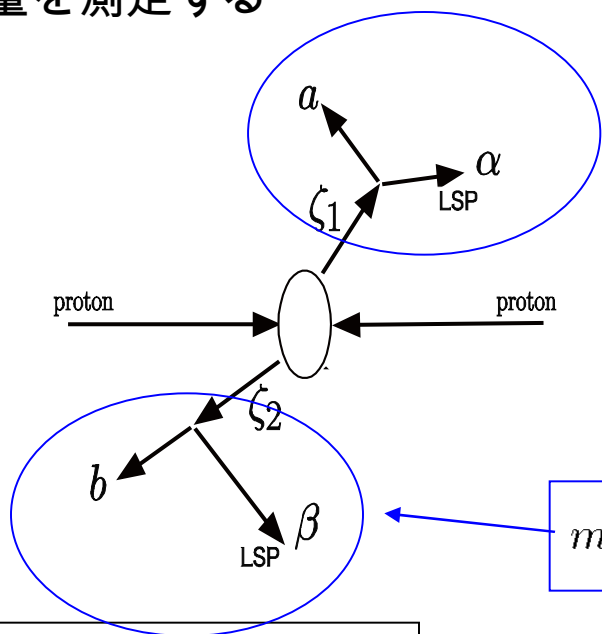
m_{T2} variable を使って質量を測定する

$$\tilde{\zeta}\tilde{\zeta} \rightarrow (a\alpha)(b\beta)$$

$$T_-\bar{T}_- \rightarrow (tA_H)(\bar{t}A_H)$$

1. まずは m_T という量を考える

これは、2つの粒子の pt のみで定義される量



$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

正しい $\mathbf{p}_T^\alpha, \mathbf{p}_T^\beta$ を代入すると成り立つ式

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

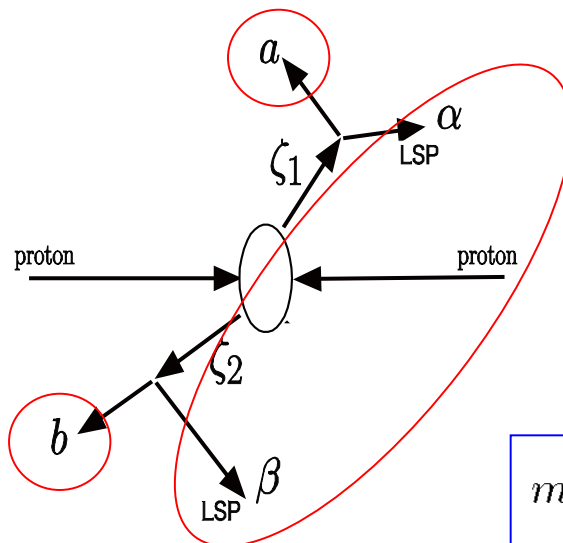
M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

m_{T2} variable を使って質量を測定する

m_{T2}

$$\zeta\bar{\zeta} \rightarrow (a\alpha)(b\beta)$$

$$T_-\bar{T}_- \rightarrow (tA_H)(\bar{t}A_H)$$



$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

しかし、観測できるのは
見えない粒子の運動量
の和のみ

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

1. まずは m_T という
量を考える

2. 観測できるのは
 $\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, E_T$

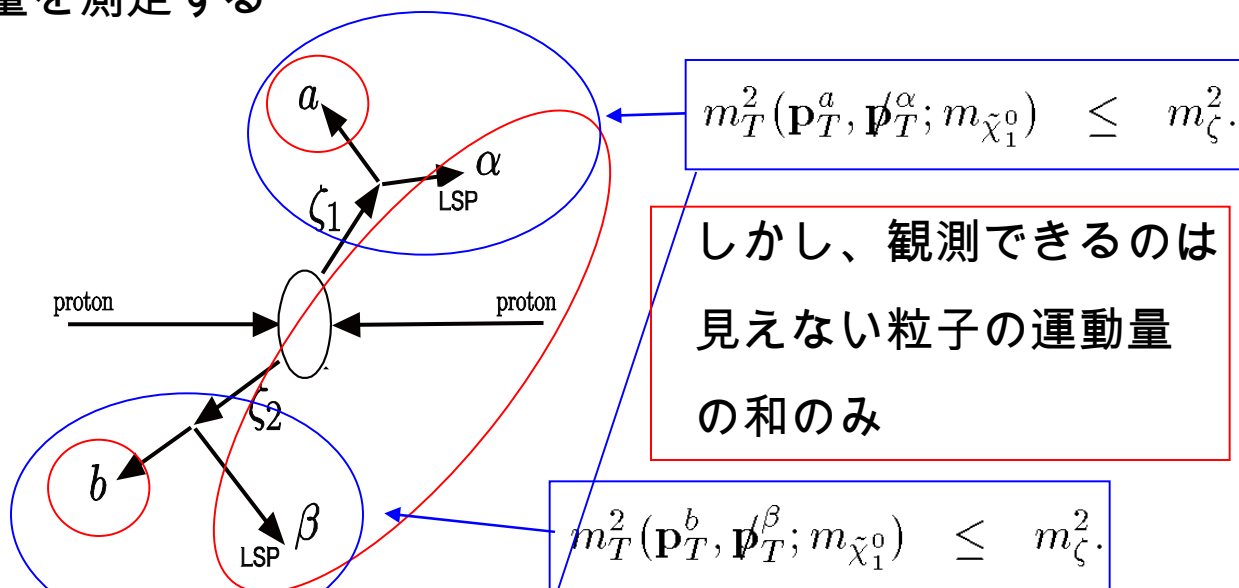
$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a E_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] \\ = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

m_{T2} variable を使って質量を測定する

1. 全ての可能な $\cancel{E}_T$ のわけ方を考える
2. 2つの m_T を計算
3. 大きい方を取る
4. 分け方についての最小値を探す



$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \cdot \mathbf{p}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \cdot \mathbf{p}_T^\alpha] = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

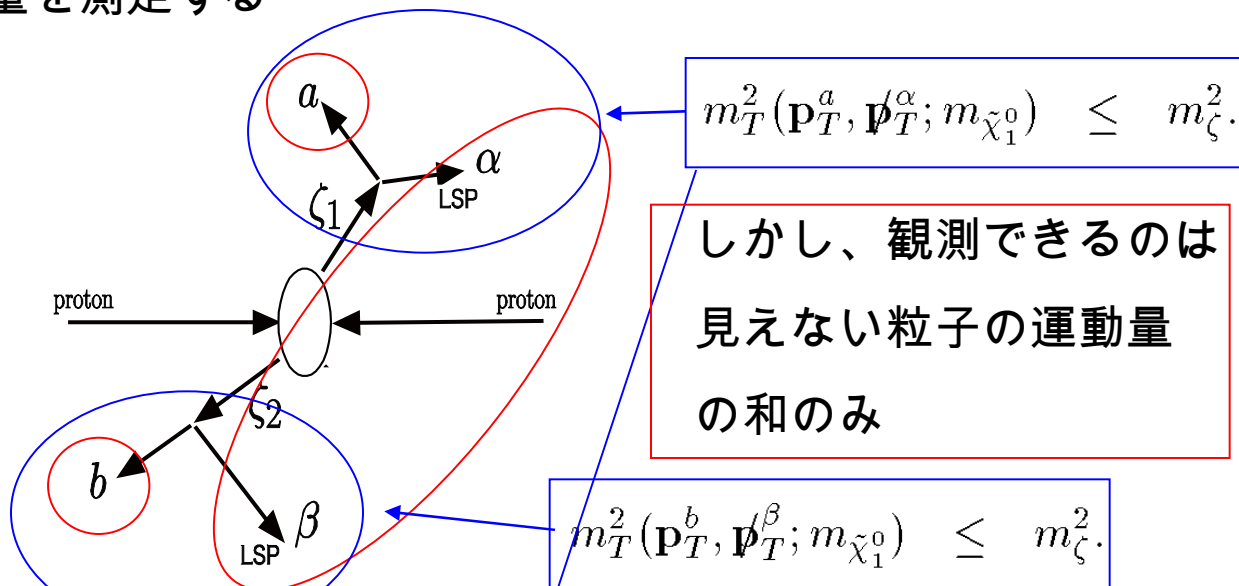
$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\mathbf{p}_T^\alpha + \mathbf{p}_T^\beta = \mathbf{p}_T} \left[\max \left\{ m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}), m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \right\} \right] \leq m_\zeta^2$$

transverseな観測量と、質量のみから決まる量

M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

m_{T2} variable を使って質量を測定する

1. 全ての可能な $\cancel{E}_T$ のわけ方を考える
2. 2つの m_T を計算
3. 大きい方を取る
4. 分け方についての最小値を探す



$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \mathbf{p}_T^\alpha] = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\mathbf{p}_T^\alpha + \mathbf{p}_T^\beta = \mathbf{p}_T} \left[\max \left\{ m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}), m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \right\} \right] \leq m_\zeta^2$$

transverseな観測量と、質量のみから決まる量

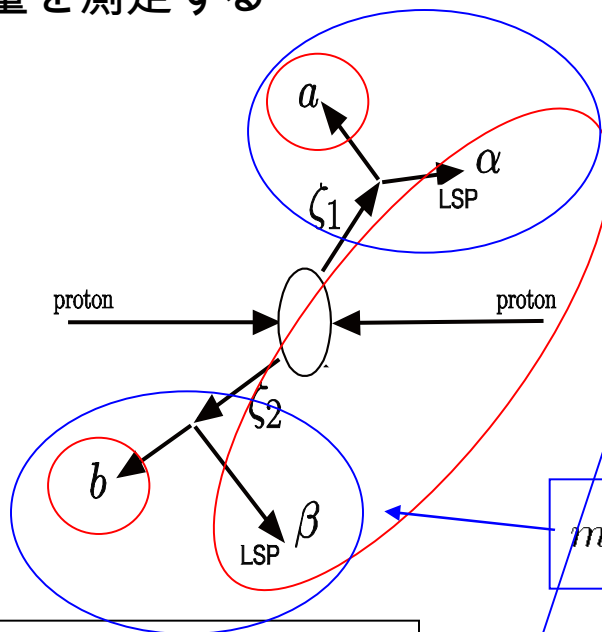
全ての可能な分け方の中で最小のもの

‘全ての’ は正しい分け方を含んでいる

M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

m_{T2} variable を使って質量を測定する

1. 全ての可能な $\cancel{E}_T$ のわけ方を考える
2. 2つの m_T を計算
3. 大きい方を取る
4. 分け方についての最小値を探す



$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

しかし、観測できるのは
見えない粒子の運動量
の和のみ

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \leq m_\zeta^2.$$

$$\mathbf{p}_T = (p_x, p_y, 0) \quad E_T = \sqrt{|\mathbf{p}_T|^2 + m^2}$$

$$m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha - \mathbf{p}_T^a \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha] \leq m_a^2 + m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2[E_T^a \cancel{E}_T^\alpha \cos \Delta\eta - \mathbf{p}_T^a \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha] \\ = (p_a + p_\alpha)^2 = m_\zeta^2$$

$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha + \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta = \cancel{\mathbf{p}}_T} \left[\max \left\{ m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \cancel{\mathbf{p}}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}), m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \cancel{\mathbf{p}}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \right\} \right] \leq m_\zeta^2$$

transverseな観測量と、質量のみから決まる量

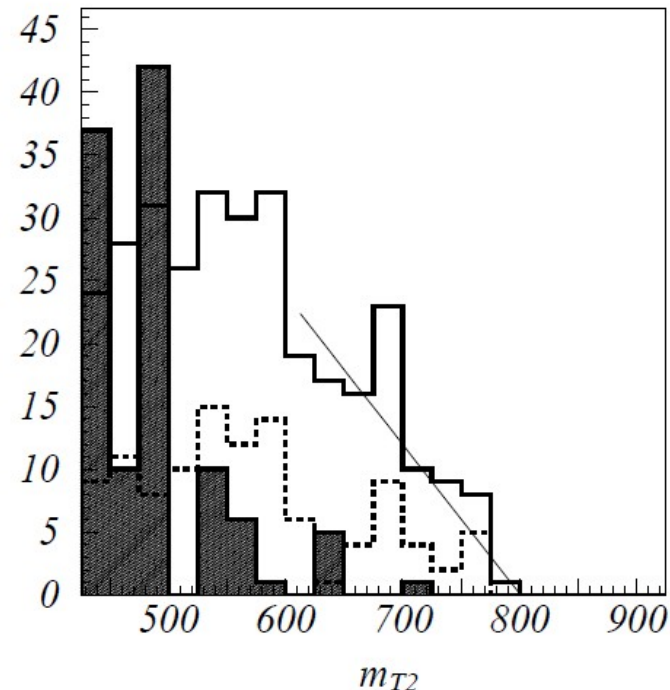
親粒子の質量がendpoint となる。

M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

今、2つのヘミスフィアの運動量をつかって
 m_{T2} 分布を見ると、
(A_H の質量は正しいものかわかっているとして)

Endpoint ~ 800 GeV

	m_{T-}	A_H	m_t
Point	800.19	151.79	175.00



$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\mathbf{p}_T^\alpha + \mathbf{p}_T^\beta = \mathbf{p}_T} \left[\max \left\{ m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}), m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \right\} \right] \leq m_\zeta^2$$

transverseな観測量と、質量のみから決まる量

親粒子の質量がendpoint となる。

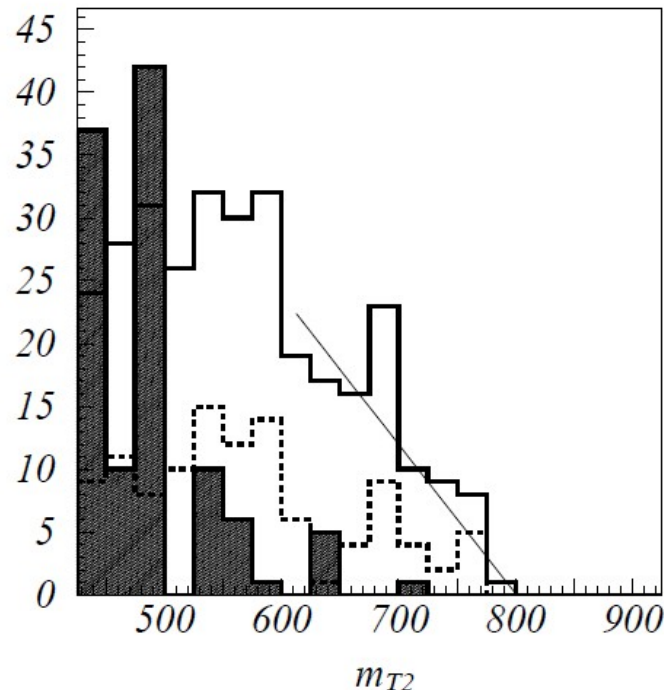
M_{T2} を使ったトップパートナーの質量測定

今、2つのヘミスフィアの運動量をつかって
 m_{T2} 分布を見ると、
(A_H の質量は正しいものかわかっているとして)

Endpoint ~ 800 GeV

	m_{T-}	A_H	m_t
Point	800.19	151.79	175.00

MT2を用いてトップパートナーの質量を測定できる



$$m_{T2}^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \equiv \min_{\mathbf{p}_T^\alpha + \mathbf{p}_T^\beta = \mathbf{p}_T} \left[\max \left\{ m_T^2(\mathbf{p}_T^a, \mathbf{p}_T^\alpha; m_{\tilde{\chi}_1^0}), m_T^2(\mathbf{p}_T^b, \mathbf{p}_T^\beta; m_{\tilde{\chi}_1^0}) \right\} \right] \leq m_\zeta^2$$

transverseな観測量と、質量のみから決まる量

親粒子の質量がendpoint となる。

LHTでのトップの偏極

$$\mathcal{L} = i \frac{2g'}{5} \cos \theta_H \bar{T}_- A_H (\sin \beta P_L + \sin \alpha P_R) t$$

$$\sin \alpha \simeq \frac{m_t v}{m_{T_-} f}, \gg \sin \beta \simeq \frac{m_t^2 v}{m_{T_-}^2 f}$$

T_- の崩壊からきたトップは右巻きに偏極
偏極を調べることは相互作用の決定に重要

トップは完全に右巻きに偏極と仮定 (helicity = +).

b は massless. (b_L のみ作られる)

Polarized top decay

Gordon L. Kane, G.A. Ladinsky, C.P. Yuan PRD45(1992)

$$t_R \rightarrow b_L W_{0,-}^+ \rightarrow b_L (jj)_{0,-}$$

t W b

$$\mathcal{M}_{+0-} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi}$$

後

$$\mathcal{M}_{+--} = -\sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2} e^{2i\phi}$$

前

$$\mathcal{M}_{-0-} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \sin \frac{\theta}{2}$$

$$\mathcal{M}_{---} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi}$$

b direction

各々のヘリシティの組のアンプリ
チュードが求められる。

Θ はトップの方向に対するW の方向
(トップの静止系)

b-jet の分布が観測可能

b-ジェット分布

b direction

$$\mathcal{M}_{+0-} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi} \quad \text{後} \quad \sim 4.78$$

$$\mathcal{M}_{+--} = -\sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2} e^{2i\phi} \quad \text{前} \quad \sim 2$$

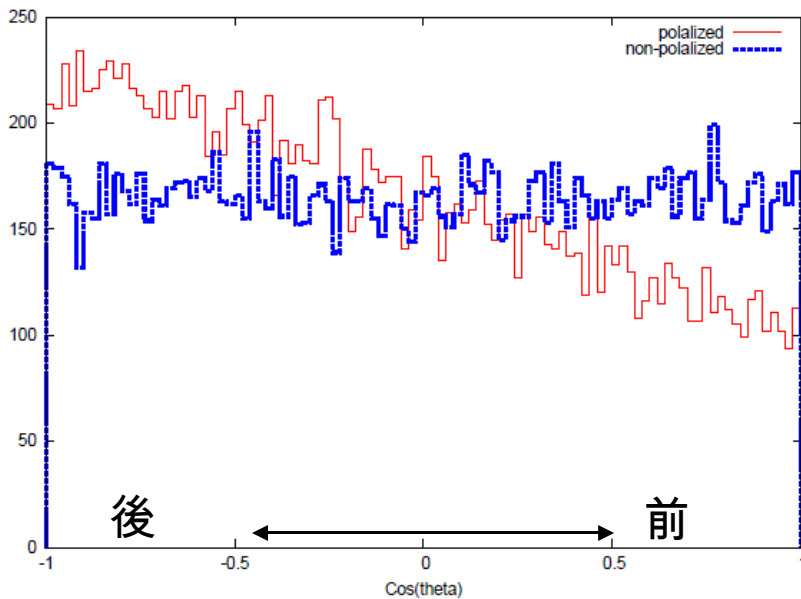
$$\mathcal{M}_{-0-} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \sin \frac{\theta}{2}$$

$$\mathcal{M}_{---} = \sqrt{2m_t E_b} \sqrt{2} \cos \frac{\theta}{2} e^{i\phi}$$

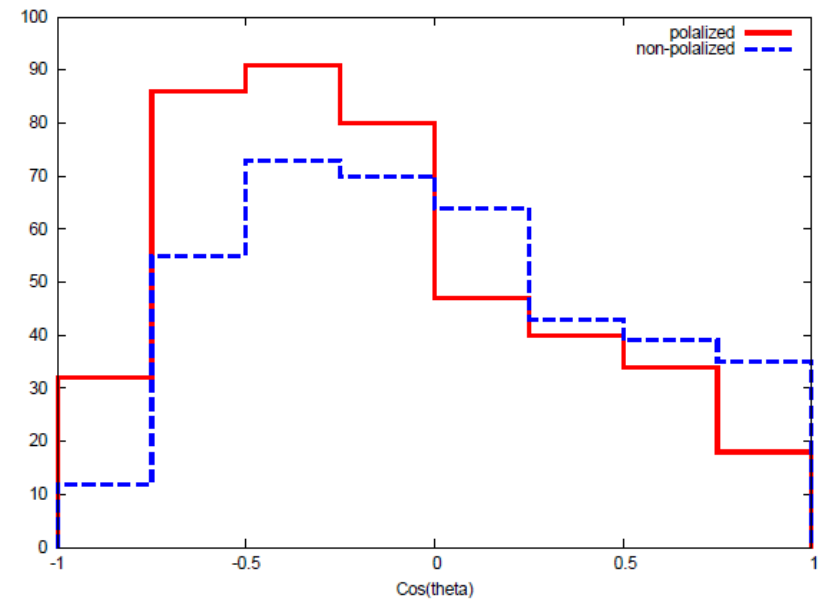
$$\beta = \frac{m_t^2 - m_W^2}{m_t^2 + m_W^2}$$

$$E_b = \frac{m_t^2 - m_W^2}{2m_t}$$

3 ジェットイベントだけを用いた



パートンレベルの分布

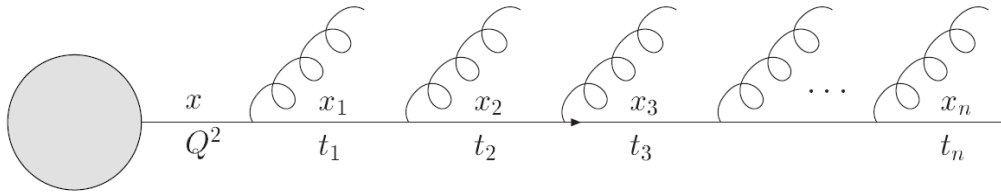


ジェットレベルの分布

ジェット再構成アルゴリズムの比較

ジェットとは

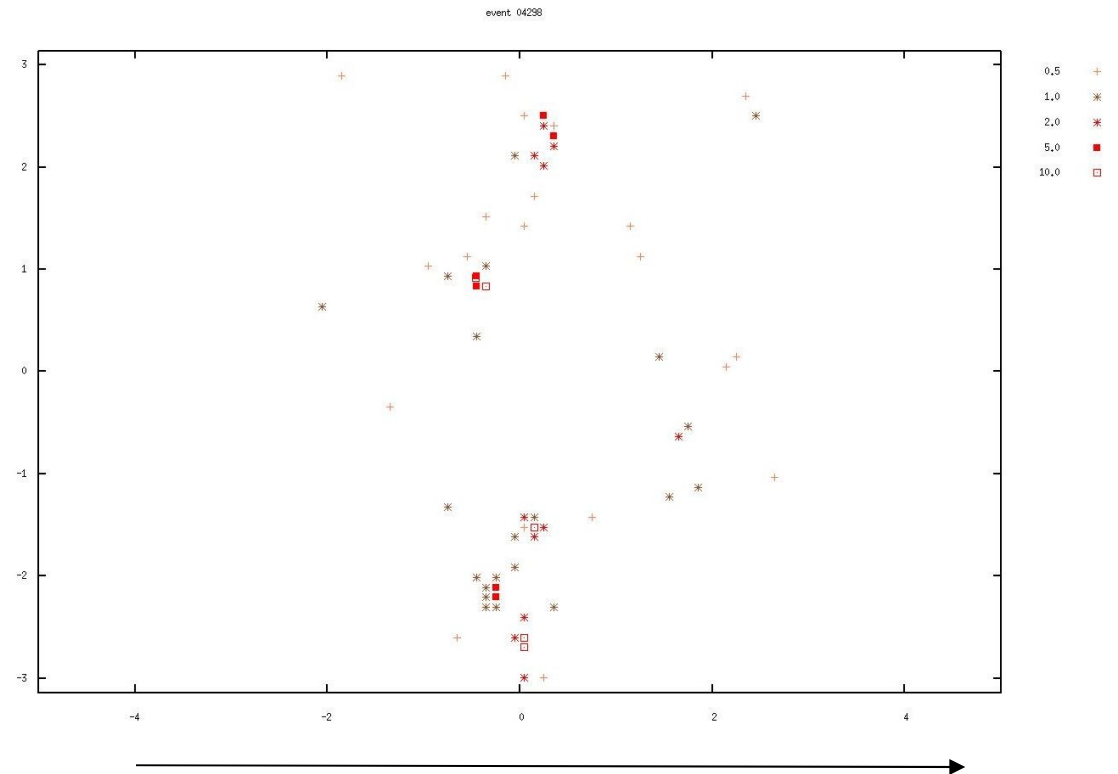
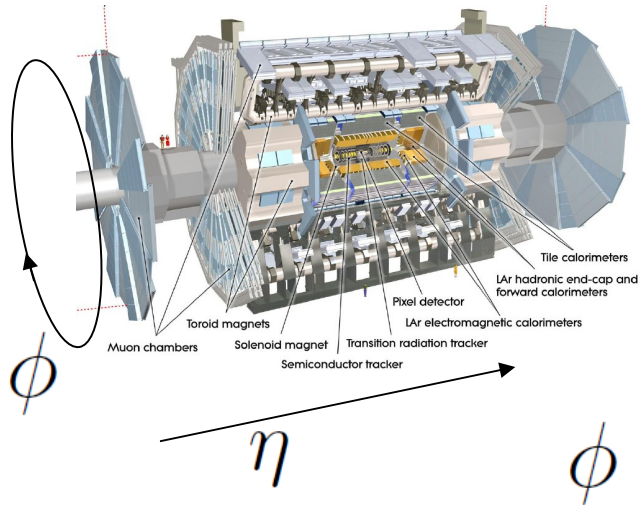
ハードプロセスでできたカラーを持ったoff-shellのパートンは、QCDから予言されるように多数の同じ方向に飛ぶ粒子になる



$$p_a^2 \equiv t = 2E_b E_c (1 - \cos \theta)$$

$$Q^2 = t_0 > t_1 > t_2 > \dots > t_n$$

$$\theta_1 > \theta_2 > \theta_3 > \dots > \theta_n$$



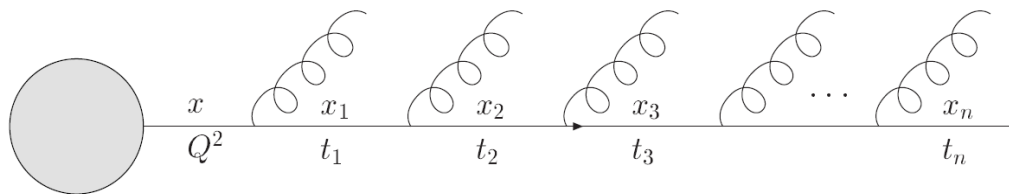
$$pp \rightarrow Zj \rightarrow (jj)j$$

検出器ではこのような粒子群が観測される

η

ジェットとは

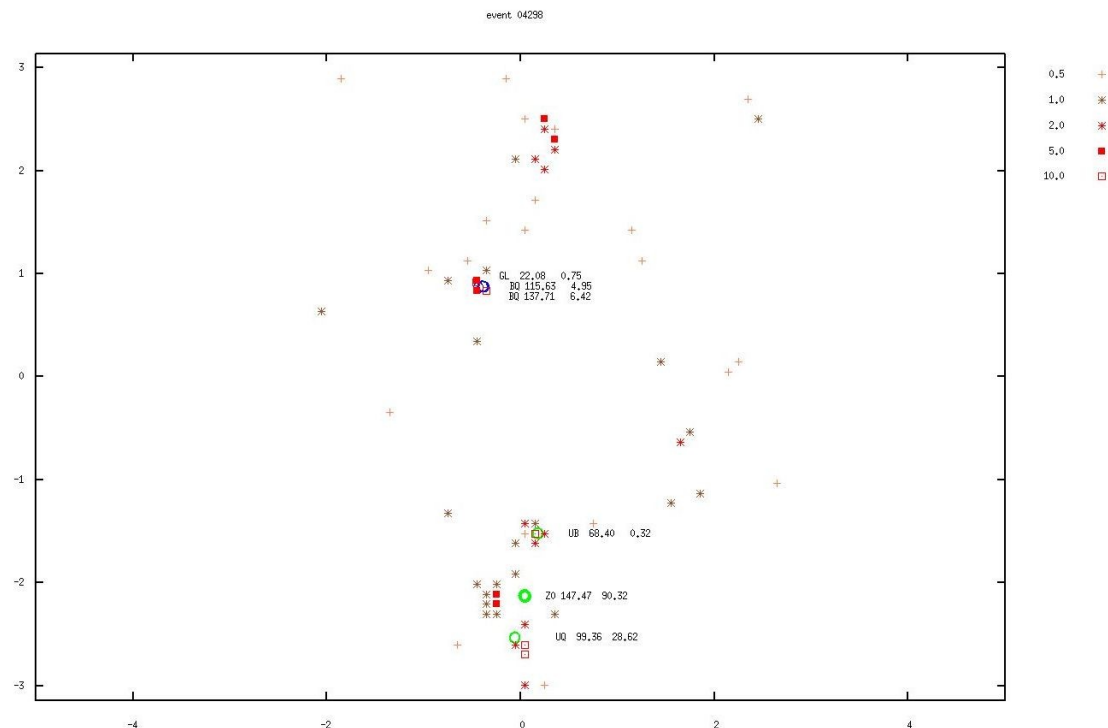
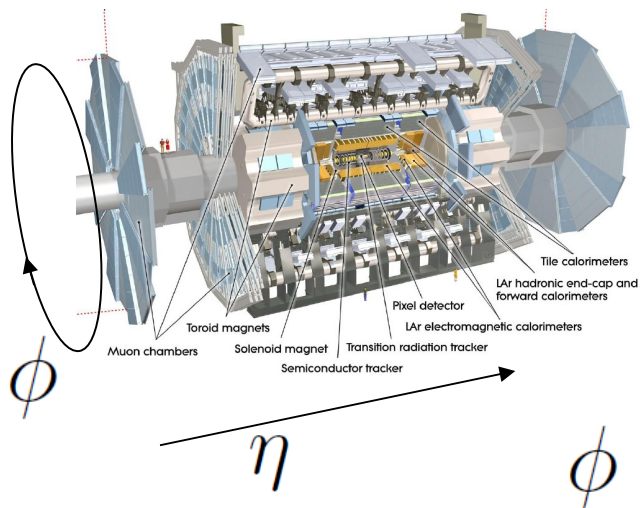
ハードプロセスでできたカラーを持ったoff-shellのパートンは、QCDから予言されるように多数の同じ方向に飛ぶ粒子になる



$$p_a^2 \equiv t = 2E_b E_c (1 - \cos \theta)$$

$$Q^2 = t_0 > t_1 > t_2 > \dots > t_n$$

$$\theta_1 > \theta_2 > \theta_3 > \dots > \theta_n$$



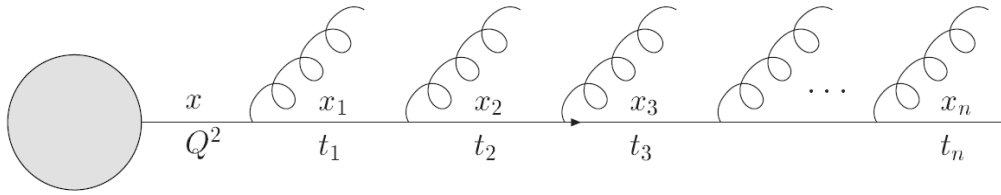
$$pp \rightarrow Zj \rightarrow (jj)j$$

知りたいのはハードプロセスの運動量 (青丸や緑丸)

η

ジェットとは

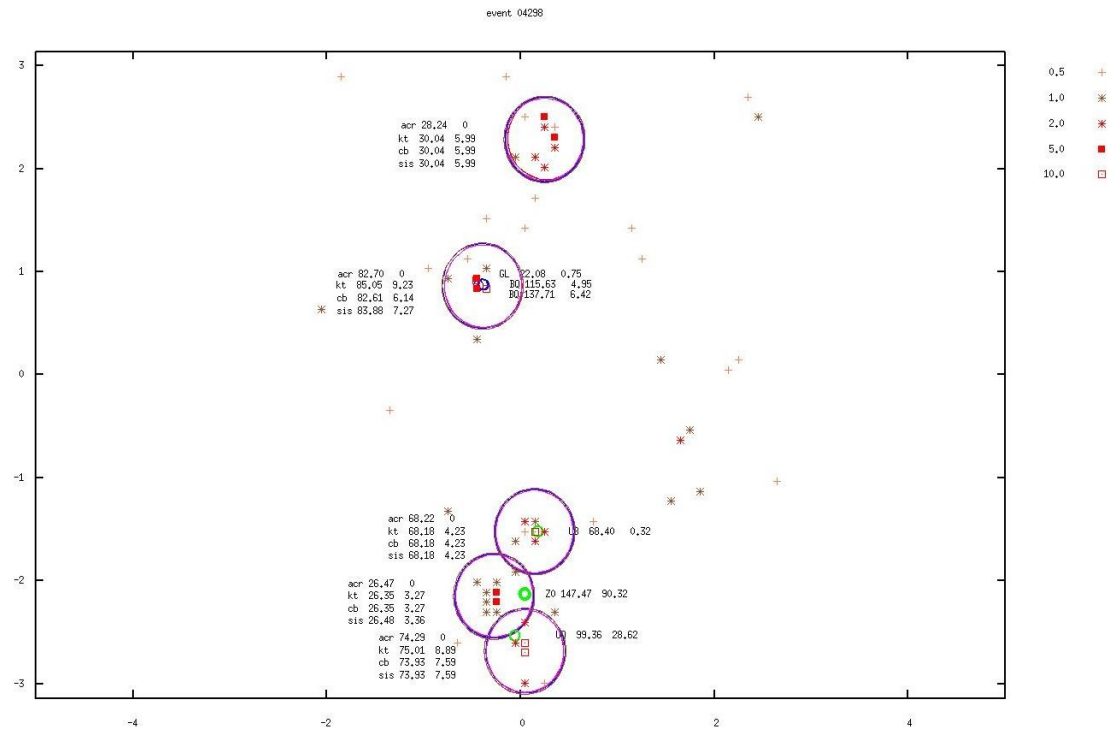
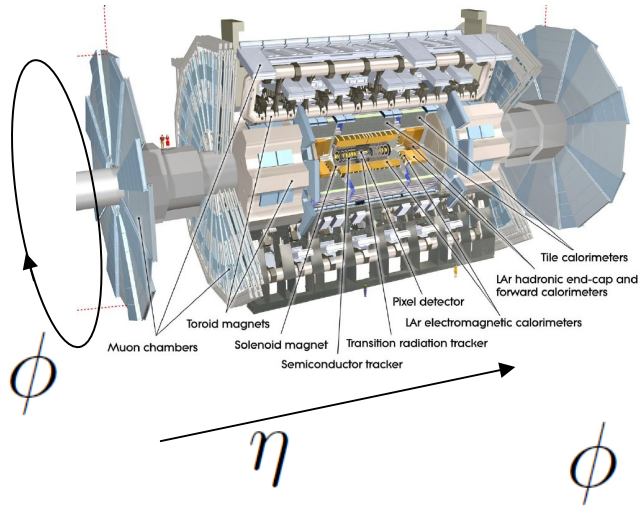
ハードプロセスでできたカラーを持ったoff-shellのパートンは、QCDから予言されるように多数の同じ方向に飛ぶ粒子になる



$$p_a^2 \equiv t = 2E_b E_c (1 - \cos \theta)$$

$$Q^2 = t_0 > t_1 > t_2 > \dots > t_n$$

$$\theta_1 > \theta_2 > \theta_3 > \dots > \theta_n$$



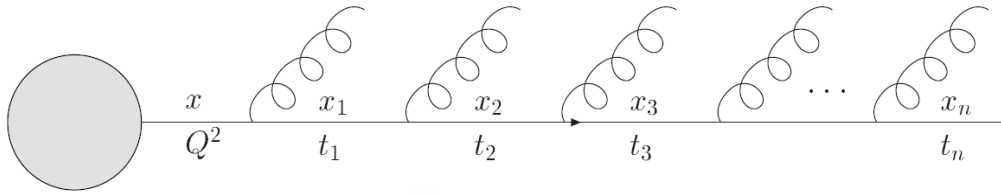
$$pp \rightarrow Zj \rightarrow (jj)j$$

粒子群から元のパートンの運動量を再構成する
アルゴリズムがジェット再構成アルゴリズムである

η

ジェットとは

ハードプロセスでできたカラーを持ったoff-shellのパートンは、QCDから予言されるように多数の同じ方向に飛ぶ粒子になる



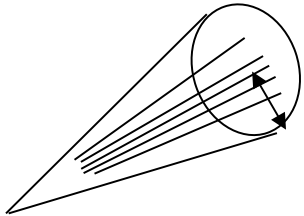
$$p_a^2 \equiv t = 2E_b E_c (1 - \cos \theta)$$

$$Q^2 = t_0 > t_1 > t_2 > \dots > t_n$$

$$\theta_1 > \theta_2 > \theta_3 > \dots > \theta_n$$

$$|\mathcal{M}_{n+1}|^2 \sim 4g^2 \frac{1}{t} \hat{P}(z) |\mathcal{M}_n|^2 \quad \text{soft, collinear singularity}$$

コーンアルゴリズム

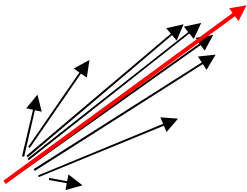


$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$$

$\Delta R = 0.4$ が標準的

ある方向からの一定角度の範囲 (コーン) の中にパートンシャワーが起き、元のパートンのエネルギーの大半が入ることを使う

クラスタリングアルゴリズム

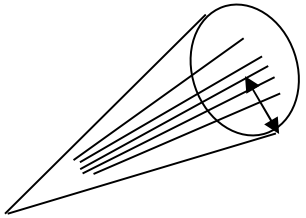


パートンシャワーを起こす際、枝分かれが進むほど virtuality が小さくなる

先へ行くほど 角度が小さいか エネルギーが弱い

$$t = 2E_b E_c (1 - \cos \theta)$$

コーンアルゴリズム

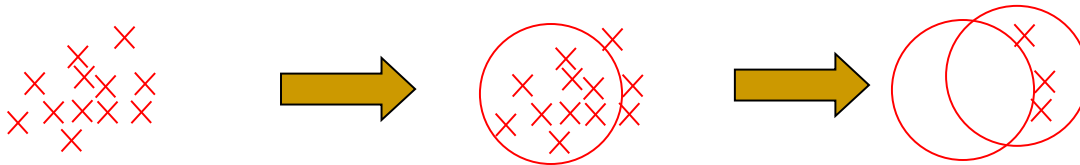


$\Delta R = 0.4$ が標準的

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\phi_1 - \phi_2)^2}$$

コーンが重なった場合の振る舞いは悪い。三日月形になったりする

Acerdet



改良案：先に収束するコーンを全て見つけておく。

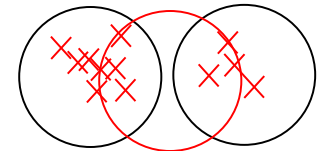
重なったら後で1つにくっつけるか2つに分けるか考える

しかし、粒子をSeedとしてコーンを作ると、収束する解が全て見つかるとは限らない。

➡ IR safeでない：ソフトなアクティビティが加わると変化する可能性がある。

➡ “midpoint”

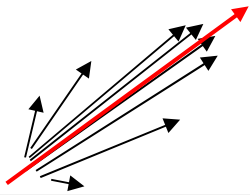
(まだ IR safe でない。)



➡ Seedlessな方法

SISCone

クラスタリングアルゴリズム

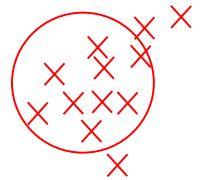


パートンシャワーを起こす際、枝分かれが進むほど
virtuality が小さくなる

kt アルゴリズム 先へ行くほど角度が小さいかエネルギーが弱い

セルのペア (i, j) 全てについて次の量を計算 (Rはコーンサイズに対応する)

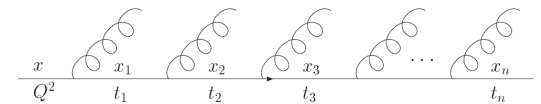
$$\begin{aligned} d_{kB} &= p_{Tk}^2, & d_{lB} &= p_{Tl}^2, & R_{kl}^2 &= (\eta_k - \eta_l)^2 + (\phi_k - \phi_l)^2 \\ d_{kl} &= \min(p_{Tk}^2, p_{Tl}^2) R_{kl}^2 / R^2 \end{aligned}$$



d_{kl} が最小のものから合わせて一つの粒子としていく。

この中で最小のものが d_{kB} ならその運動量をジェットとする。

弱いアクティビティーを近くの強いアクティビティーにくっつけていく



問題点：ptが小さい場合には、かなり遠くのアクティビティーも拾ってしまう(Splash in)

Cambridge アルゴリズム

先へ行くほど角度が小さい $d_{kB} = 1, \quad d_{lB} = 1, \quad d_{kl} = R_{kl}^2 / R^2$

IR safe

ジェットの定義を変えると、測定結果が変わるため4つを比較した

ジェットの数の分布

$$pp \rightarrow T_- \bar{T}_- \rightarrow t\bar{t}A_H A_H \rightarrow bW^+ \bar{b}W^- A_H A_H \rightarrow 6j + E_{T-}.$$

$R = 0.4$	Cambridge $R = 0.4$	SISCone $R = 0.4$		
		$f = 0.5$	$f = 0.75$	$f = 0.9$
1 jet	9	103	58	41
2 jet	244	429	413	362
3 jet	511	295	324	362
4 jet or more	36	5	15	23
total	800	832	810	788

$R = 0.3$	Cambridge $R = 0.3$	SISCone $R = 0.3$		
		$f = 0.5$	$f = 0.75$	$f = 0.9$
1 jet	2	51	16	12
2 jet	138	335	294	235
3 jet	574	419	430	462
4 jet or more	85	36	55	71
total	799	841	795	780

$$m_{P_H} \sim m_t$$

であるヘミスフィア
のうちジェット数に
よって場合分けした
数

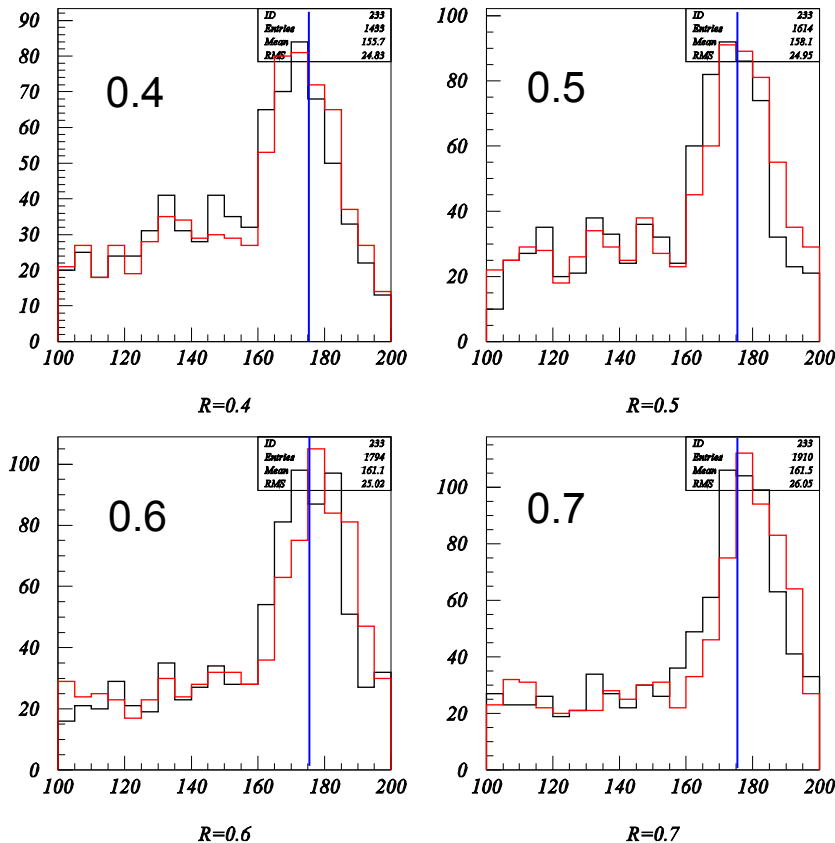
SISConeで、3 ジェッ
トイベントになる数が
多くなるようにTune
してもCambridgeほど
良くない。

ktやCambridgeの方がoverlapしたジェットの内部構造を調
べるのには適する

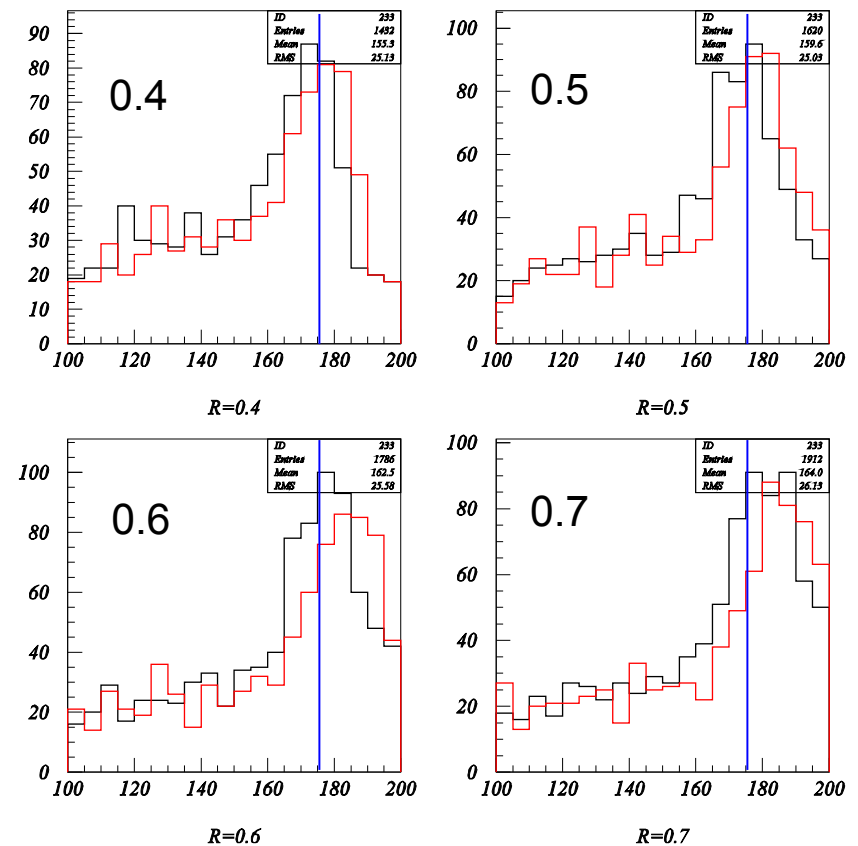
アンダーライニングイベントの影響

HERWIGのJIMMYを使って生成

アンダーライニングイベントなし



アンダーライニングイベントあり



コーンサイズを0.4から0.7まで変化させた。黒がCB赤がKT

アンダーライニングイベントのない場合、KTとCBの振る舞いは似ている。

KTはアンダーライニングイベントを多くとってきやすい。ピーク位置が175GeVから上にずれる。

まとめ

ブーストしたトップをヘミスフィアアルゴリズムでまとめることができた

MT2分布から、トップパートナーの質量を測定した

bジェット分布から、トップの偏極の有無の違いが測定可能

オーバーラップのあるイベントなど、ジェットの内部構造を調べるには、クラスタリングアルゴリズムの方が良い。 コーンアルゴリズムでは限界がある

アンダーラインイベントを考慮すると、Cambridgeが最も良い。

正しいジェットアルゴリズムを選ぶことや、その依存性などを理解することが重要

まとめ

- 標準模型の諸問題を考えると、TeVスケールを記述するモデルはパートナー、ダークマターを持つ
- LHCでのシグナルは似ている
- LHCの初期段階において、標準模型を超える粒子の質量の測定には、ジェットイベントを効率よく用いたい
- ジェットの理解、正しいアルゴリズムの選択なども重要
- 現実的な標準模型バックグラウンドを想定