

LHC実験における ヒッグス粒子の質量再構成法

川端 さやか（東北大）

清水康弘、隅野行成（東北大）

横谷洋（National Taiwan Univ.）

Phys. Lett. B710, 658 (2012)

目次

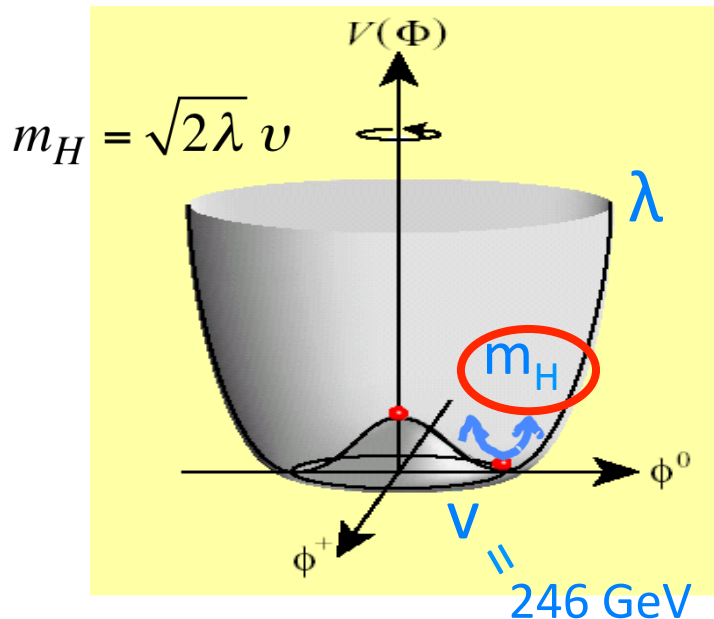
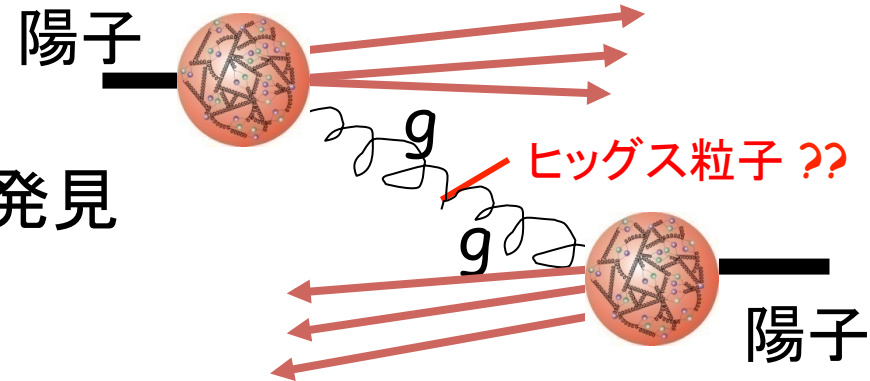
1. 導入
2. 特殊な重み関数
3. 重み関数を用いた
ヒッグス質量再構成のシミュレーション解析
4. 結論と今後の展望

1. 導入

LHC実験

目的：ヒッグス粒子や新粒子の発見

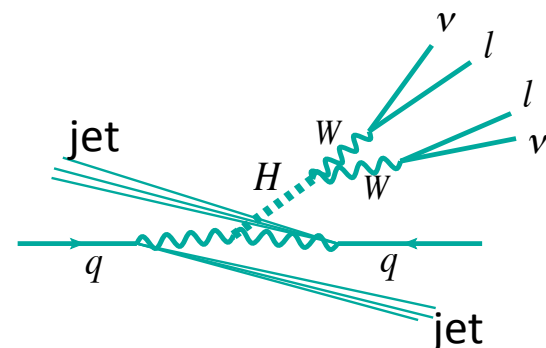
性質の解明



- 素粒子標準模型における対称性の自発的破れのメカニズム
- ヒッグス粒子の質量は新しい物理への制限やヒントを与える
- 標準模型を超える新しい物理

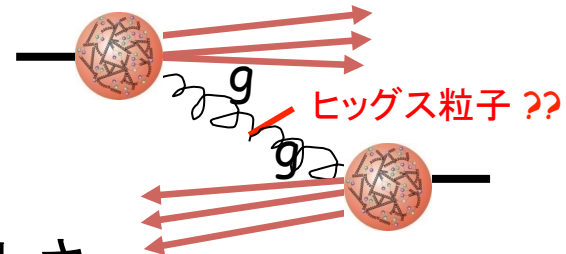
LHC実験における精密測定の難しさ

- missing momentum の存在
- ジェットの運動量は高精度測定が難しい



→ 終状態から新粒子の性質を再構成する難しさ

- 衝突するパートンの重心系が分からない
- パarton分布関数(PDF)の不定性



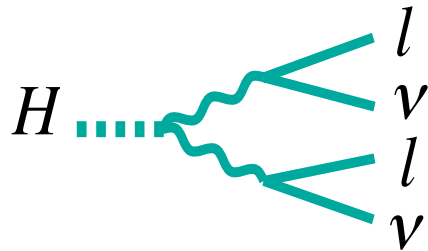
→ 始状態から新粒子の運動量を予測する難しさ



これらの困難を回避する新しい質量再構成法を提案する

2. 特殊な重み関数

新しい質量再構成法の特徴



- レプトンのエネルギー分布のみを用いる。
- ヒッグス粒子の速度分布によらない。

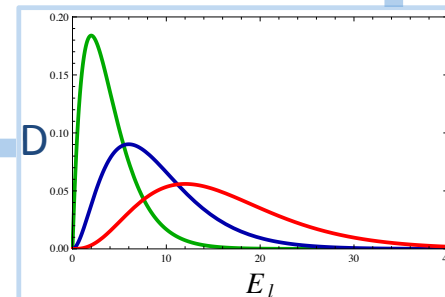
次の性質をもつ重み関数 $W(E_l, m)$ が存在することが示せる。

$$\bar{W}(m) \equiv \int dE_l D(E_l) W(E_l, m)$$

$D(E_l)$: 実験室系でのレプトンエネルギー分布

性質1 : m が正しいヒッグス粒子の質量のときには $\bar{W}(m) = 0$

性質2 : ヒッグス粒子の速度分布に依存して $D(E_l)$ の形が
変わっても、性質1は保たれる。

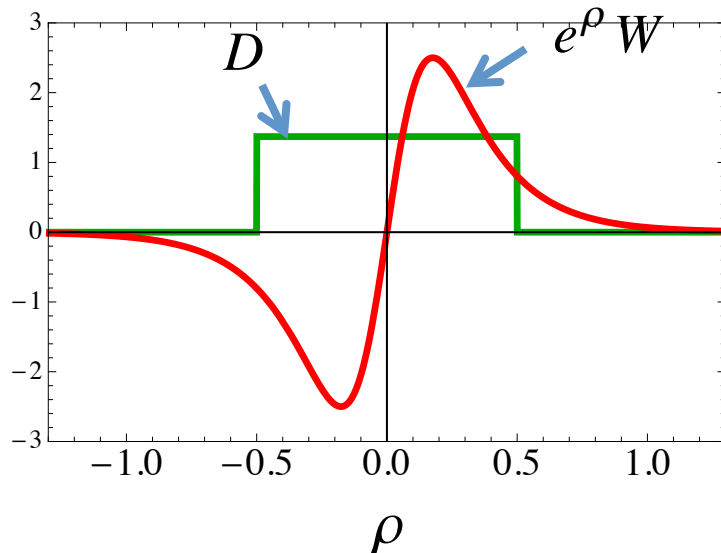


重み関数の具体形

$$W(E_l, m) = \int dE \mathcal{D}_0(E; m) \frac{1}{EE_l} \times (\rho \text{の奇関数}) |_{e^\rho = E_l/E}$$

$\mathcal{D}_0(E; m)$: ヒッグス(質量 m) の静止系での
レプトンエネルギー分布

2体崩壊の場合 : $\mathcal{D}_0 = \delta(E - E_0)$



$$\int dE_l D(E_l) W(E_l, m_H^{true}) = 0$$



$$\begin{aligned} \rho &= \ln(E_l/E) \\ \rightarrow dE_l &\propto e^\rho d\rho \end{aligned}$$

$$\int d\rho (\rho \text{の偶関数}) \times (\rho \text{の奇関数}) = 0$$

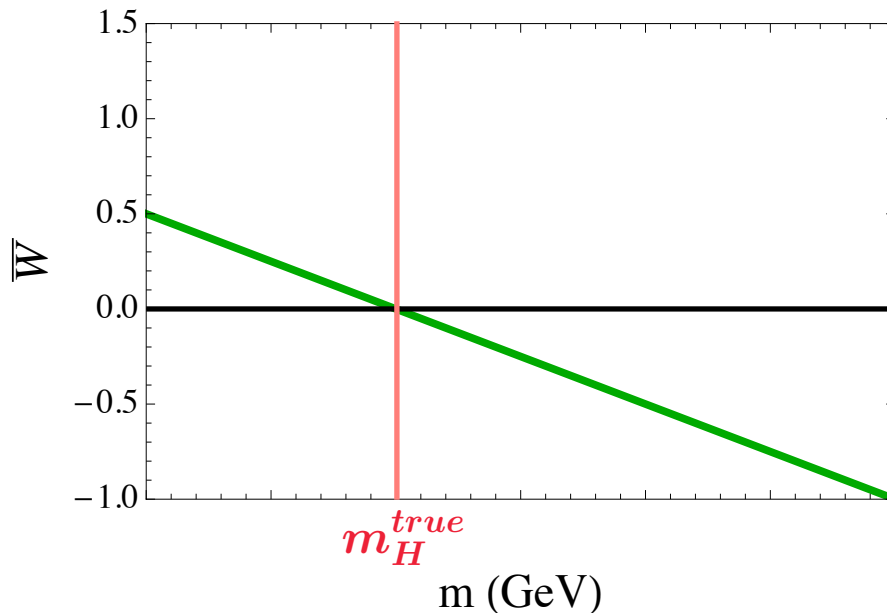
重み関数を用いた ヒッグス粒子の質量再構成法

$$\bar{W}(m) \equiv \int dE_l D(E_l) W(E_l, m)$$
$$\bar{W}(m = m_H^{true}) = 0$$

- $D(E_l)$ に実験で測定されるレプトンのエネルギー分布を用いる。



$\bar{W}(m)$ のゼロ点を求める。



重み関数を用いた ヒッグス粒子の質量再構成法

$$\bar{W}(m) \equiv \int dE_l D(E_l) W(E_l, m)$$
$$\bar{W}(m = m_H^{true}) = 0$$

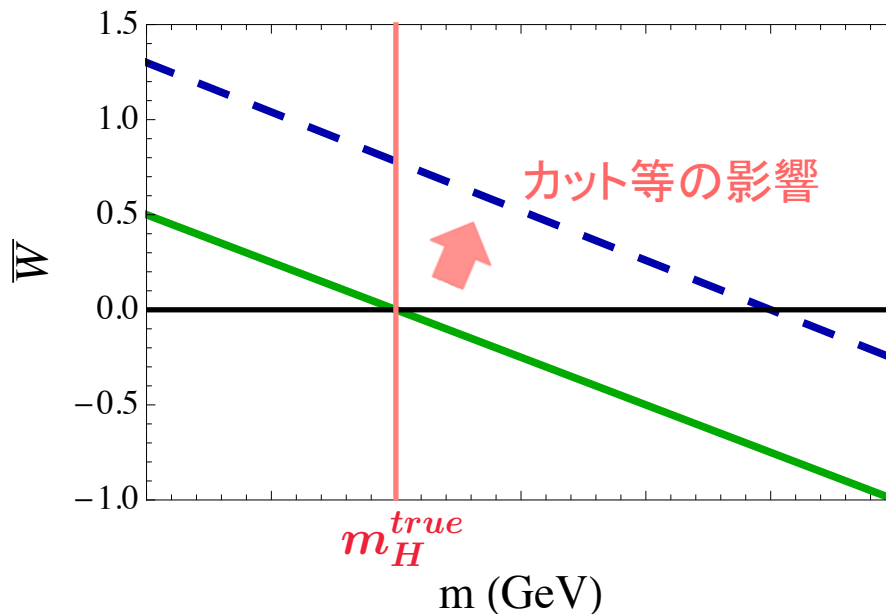
- $D(E_l)$ に実験で測定されるレプトンのエネルギー分布を用いる。



$\bar{W}(m)$ のゼロ点を求める。

- 現実にはカットやバックグラウンドの影響で $D(E_l)$ は変形を受ける。

➡ MCシミュレーションでこれらの影響を見積もる。



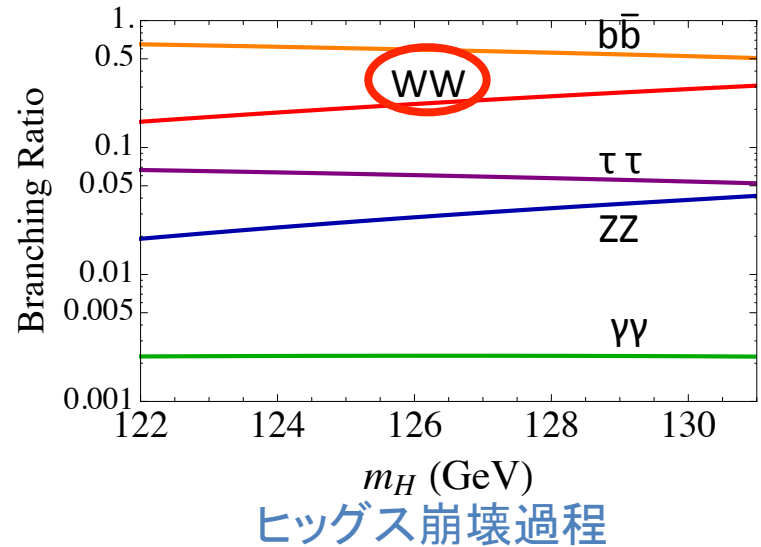
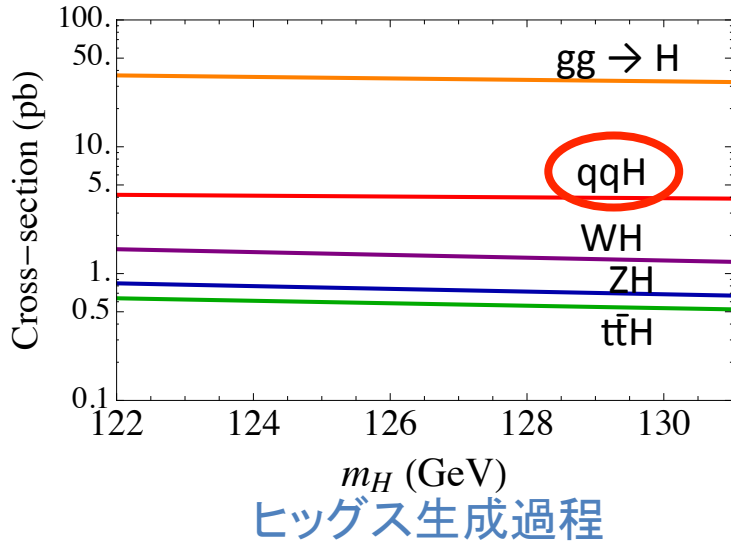
3. ヒッグス粒子の質量再構成 (シミュレーション解析)

$$m_H = 130\text{GeV}, \quad \sqrt{s} = 14\text{ TeV}$$

シグナル 及び バックグラウンドイベント

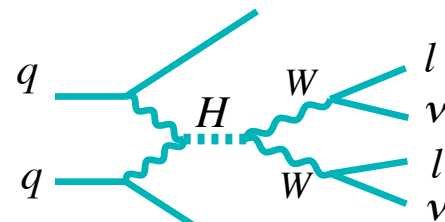
$m_H = 125.3 \pm 0.6 \text{ GeV (CMS)}$

※ $122 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 131 \text{ GeV}$ の場合を示す。



- シグナル

Vector Boson Fusion モードと
 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ ($l = e, \mu$)
 崩壊モードを用いる。

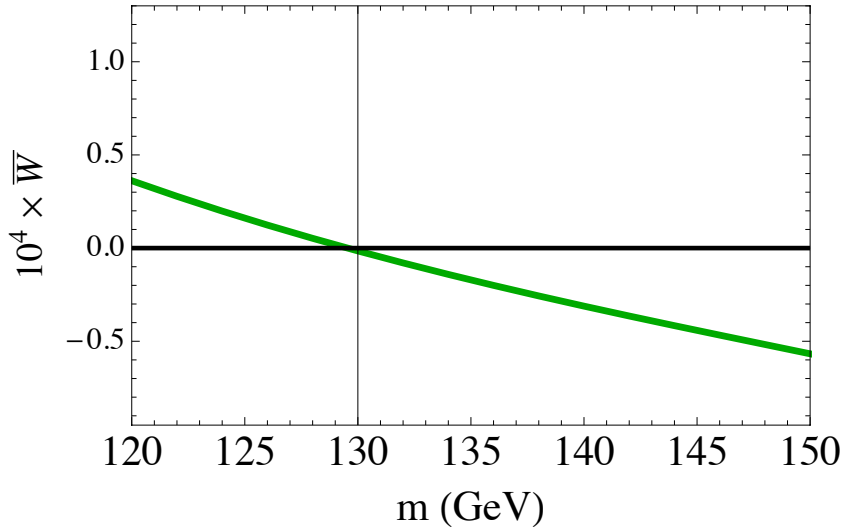


➡ バックグラウンドが小さい

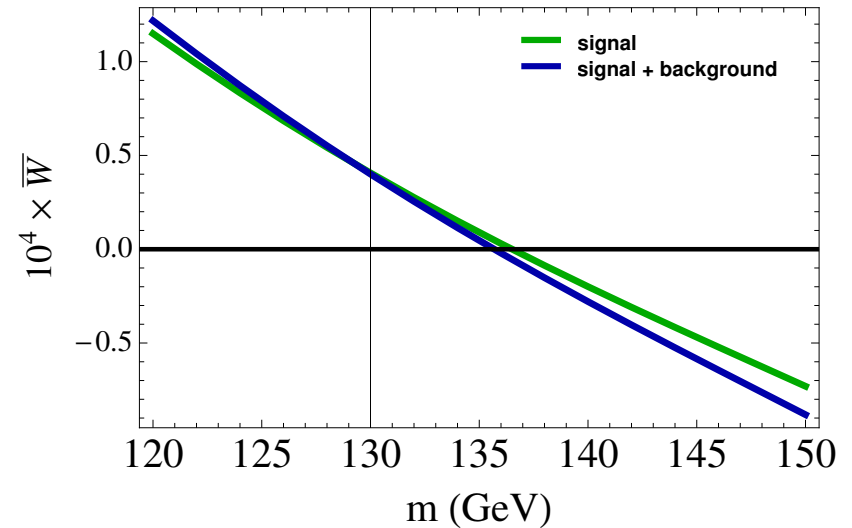
- 主なバックグラウンド: $t\bar{t} + Wt, WW + jets$

質量再構成

($e\mu$ モード)



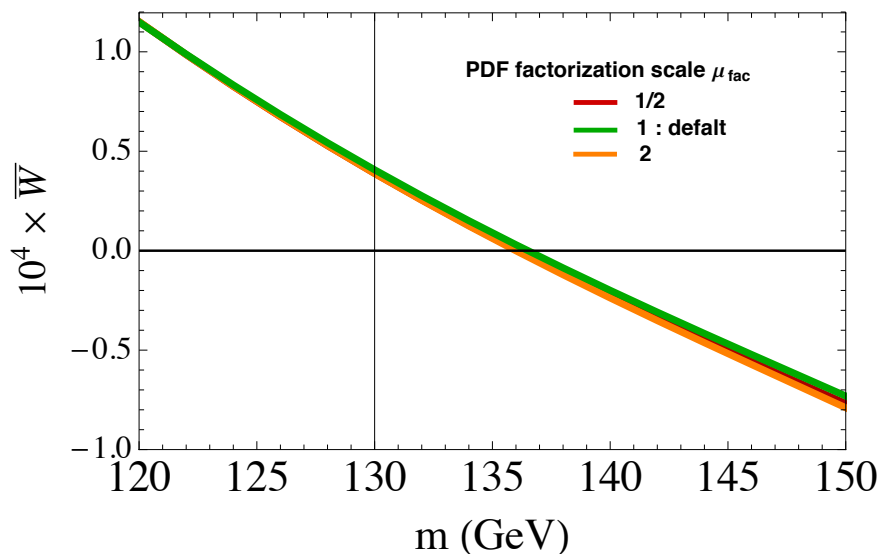
パートンレベルの(理想的な)
レプトン分布の場合



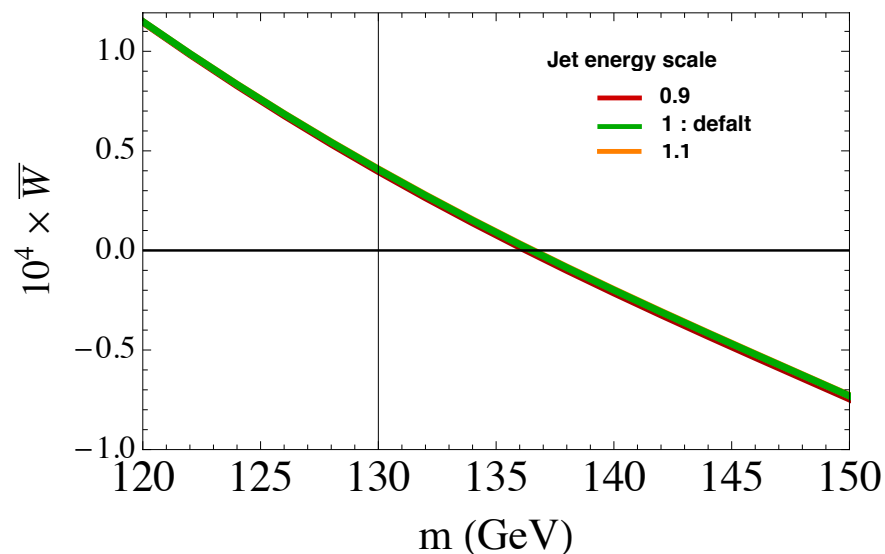
全カット後の
レプトン分布の場合

- カットの影響やバックグラウンドを含めない場合にはヒッグス粒子の質量が精度よく再構成できている。
- カットの影響でゼロ点はずれる。
バックグラウンドの影響は小さい。

系統的な不定性の見積もり



PDFの factorization scale の値を
変えた場合



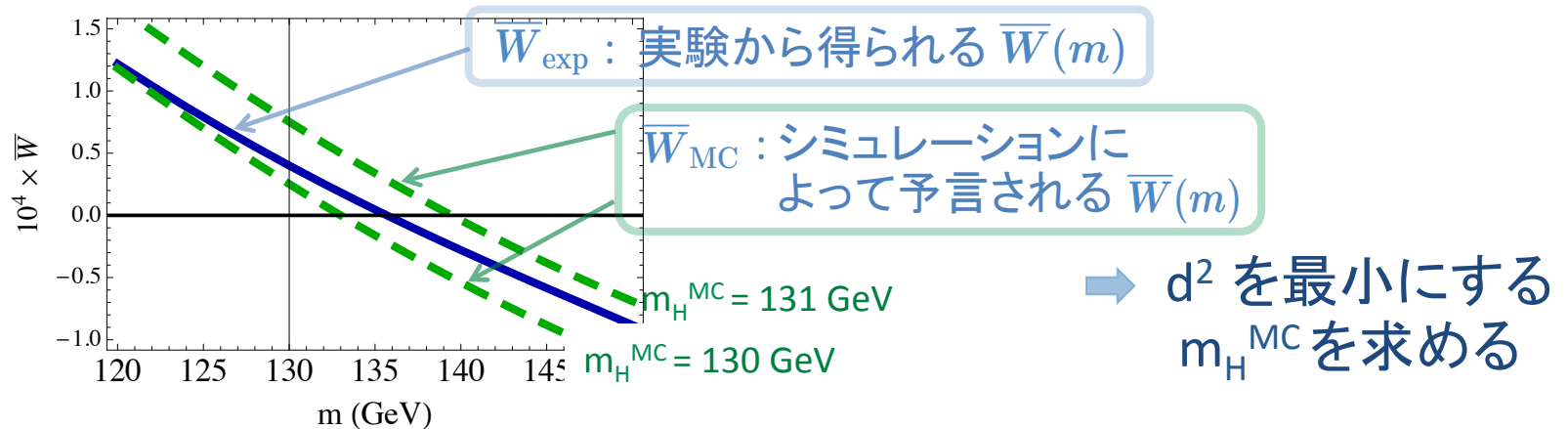
ジェットエネルギースケールを
変えた場合

- パarton分布関数やジェットエネルギースケールの不定性に対して $\bar{W}(m)$ は非常に安定している。
(再構成質量の変化はそれぞれ、約 1.4 GeV、0.6 GeV)

質量決定精度 ($m_H = 130\text{GeV}$)

$\overline{W}(m)$ のフィットにより m_H を再構成する。

$$d^2(m_H^{\text{MC}}) \equiv \int_{m_1}^{m_2} dm [\overline{W}_{\text{exp}}(m) - \overline{W}_{\text{MC}}(m; m_H^{\text{MC}})]^2$$



- 統計誤差 : 100 fb^{-1} (300 fb^{-1})

$\mu\mu$	$e\mu$	ee	Combined
+13	+14	+19	+8.9 (+5.2)
-21	-9.0	-22	-8.7 (-5.0)

単位 : GeV

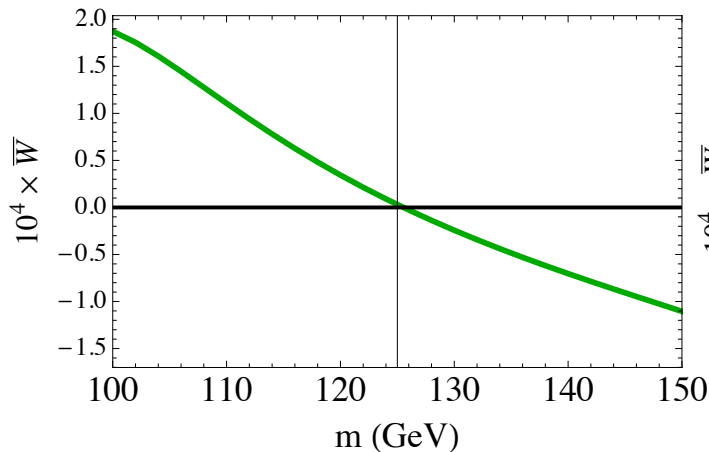
系統誤差に比べて
統計誤差が支配的

質量決定精度は 6~7% (積分ルミノシティ 100fb^{-1})

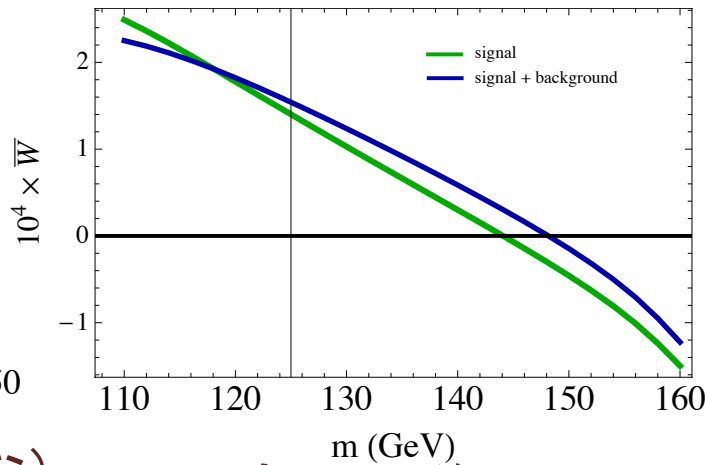
gluon fusionモードの解析

- gluon fusion の cross-section \sim VBF の cross-section の 10 倍
 → 統計誤差が小さくなる？
- バックグラウンドが多い
 → 系統誤差は大きくなる？

$m_H = 125 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, 0-jet mode



パートンレベルの(理想的な)
レプトン分布の場合



全カット後の
レプトン分布の場合

シグナルのみの
統計誤差は
 40fb^{-1} で 3%
(Preliminary)

4. 結論と今後の展望

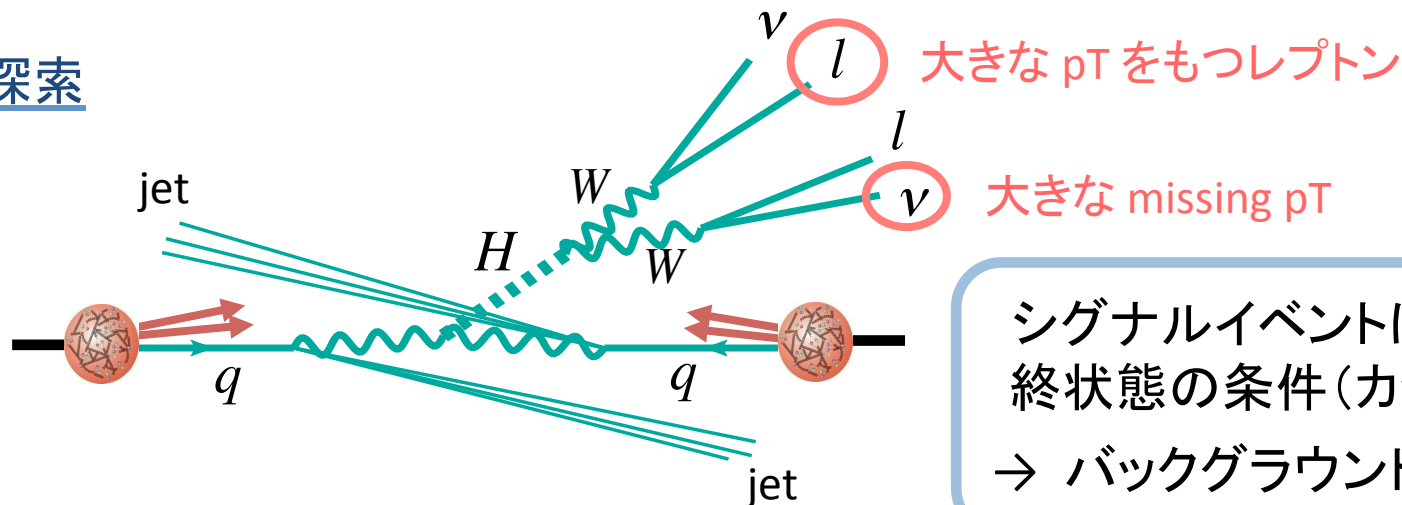
- 重み関数 W を用いたヒッグス粒子の質量再構成法を提案した。
- シミュレーション解析により、この方法では系統誤差が小さく抑えられることを確かめた。
- $m_H=130\text{GeV}$ では統計誤差が支配的であり、 100fb^{-1} での精度は6~7%である。
- 今後の課題
 - ✓ Gluon Fusion、 $\tau\tau$ モードを用いたヒッグス質量再構成
 - ✓ τ の湯川結合、トップの質量などの測定への応用

Backup

LHCにおける粒子の探索・測定

- ヒッグス粒子や新粒子はすぐに崩壊する場合が多い
 - ➡ **終状態** ジェット、荷電レプトン、ニュートリノなど
- シグナルイベント ≪ バックグラウンドイベント

探索



シグナルイベントに特徴的な
終状態の条件(カット)を課す
→ バックグラウンドを落とす

測定

- イベントの終状態から粒子の性質を再構成する
- 理論的予言とイベントの特徴との整合性をチェックする

これまでに考案されてきた質量再構成法

- MT2 Barr et al., J. Phys. G29, 2343 ('03)
- MAOS運動量を用いる方法 Choi et al., PRD80, 073010 ('09)

missing momentumを用いる

→ ジェットの関係する系統誤差は見積もりが難しい

- レプトンの p_T 分布を用いる方法 Davatz et al., PRD76, 032001 ('07)

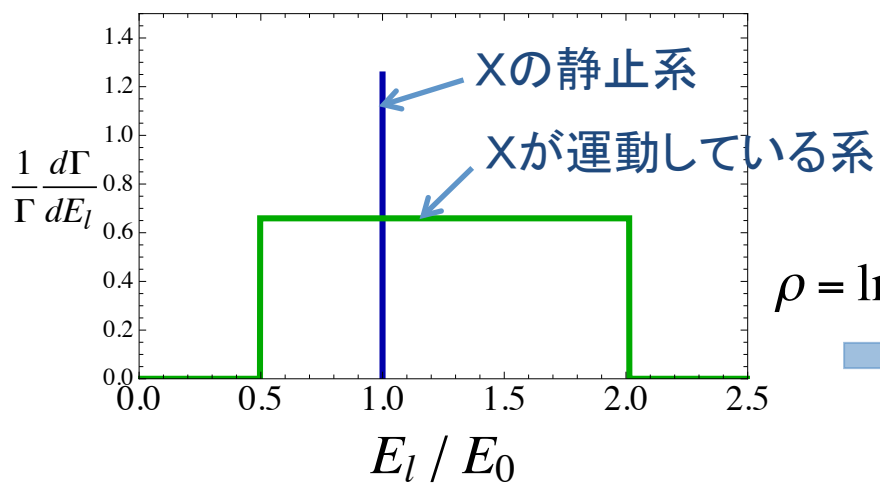
→ 始状態のPDFの不定性



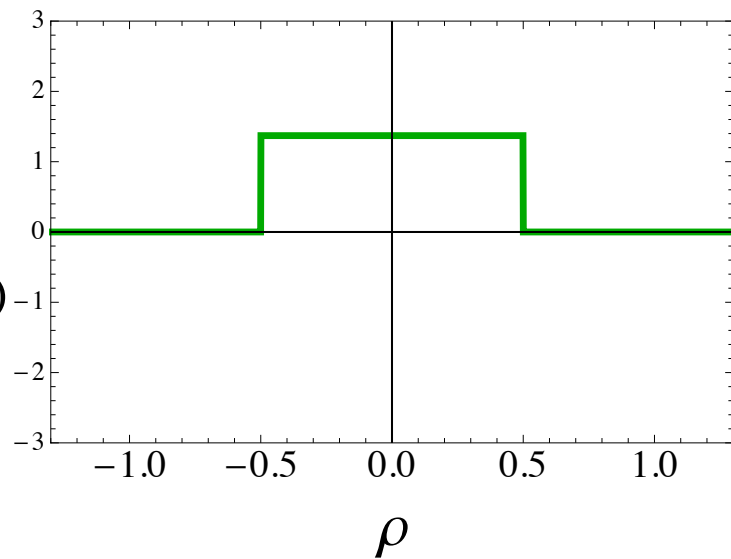
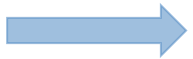
これらの困難を回避する新しい質量再構成法を提案する

重み関数の具体形

2体崩壊の場合： $X \rightarrow l + Y$ （ X はスカラーもしくははunpolarized）



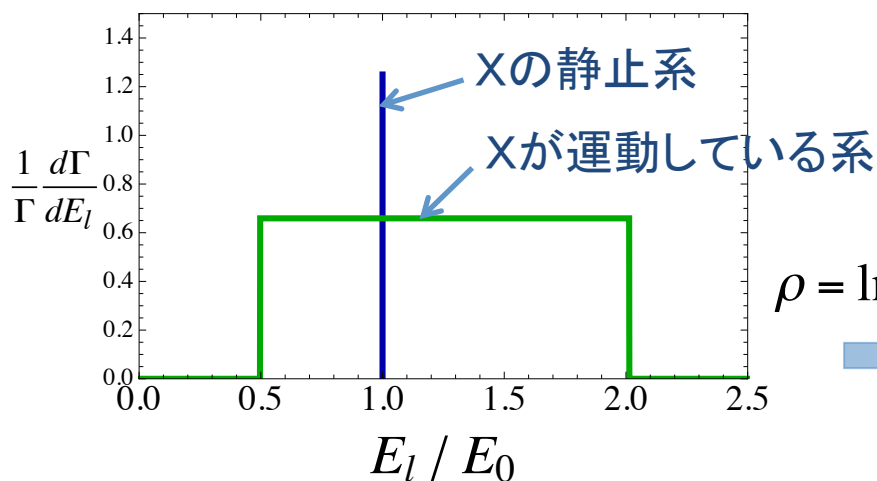
$$\rho = \ln(E_l / E_0)$$



レプトンエネルギー分布

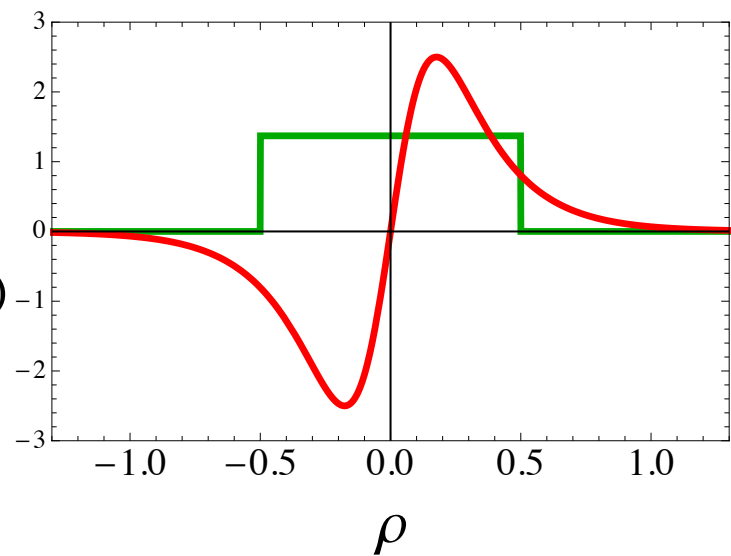
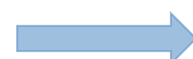
重み関数の具体形

2体崩壊の場合： $X \rightarrow l + Y$ （ X はスカラーもしくははunpolarized）



レプトンエネルギー分布

$$\rho = \ln(E_l / E_0)$$



$$\int dE_l D(E_l) W(E_l, m_X^{true}) = 0 \iff \int d\rho (\rho \text{の偶関数}) \times (\rho \text{の奇関数}) = 0$$

$$d\rho \propto e^{-\rho} dE_l$$

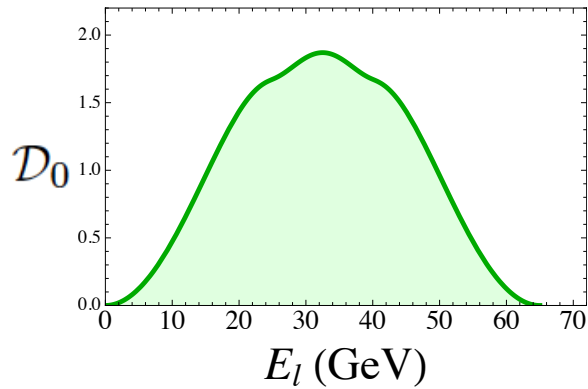


$$W(E_l, m_X^{true}) = e^{-\rho} (\rho \text{の奇関数}) |_{e^{\rho} = E_l / E_0}$$

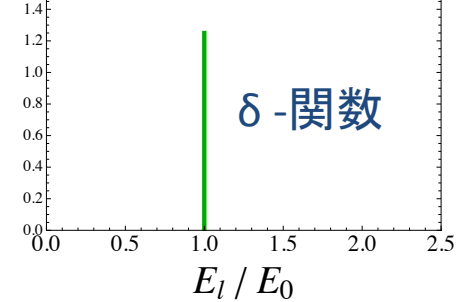
重み関数の具体形

多体崩壊の場合： $X \rightarrow l + \text{anything}$ (X はスカラーもしくははunpolarized)

親粒子の静止系でのレプトン分布 $\mathcal{D}_0(E_l)$



2体崩壊のレプトン分布



$$\mathcal{D}_0(E_l) = \int dE \mathcal{D}_0(E) \delta(E_l - E)$$

2体崩壊の場合のレプトン分布の重ね合わせでかける

重み関数も2体崩壊の場合の重み関数の重ね合わせとなる

$$W(E_l, m) = \int dE \mathcal{D}_0(E; m) \frac{1}{EE_l} \times (\rho \text{の奇関数})|_{e^\rho = E_l/E}$$

重み関数の具体形

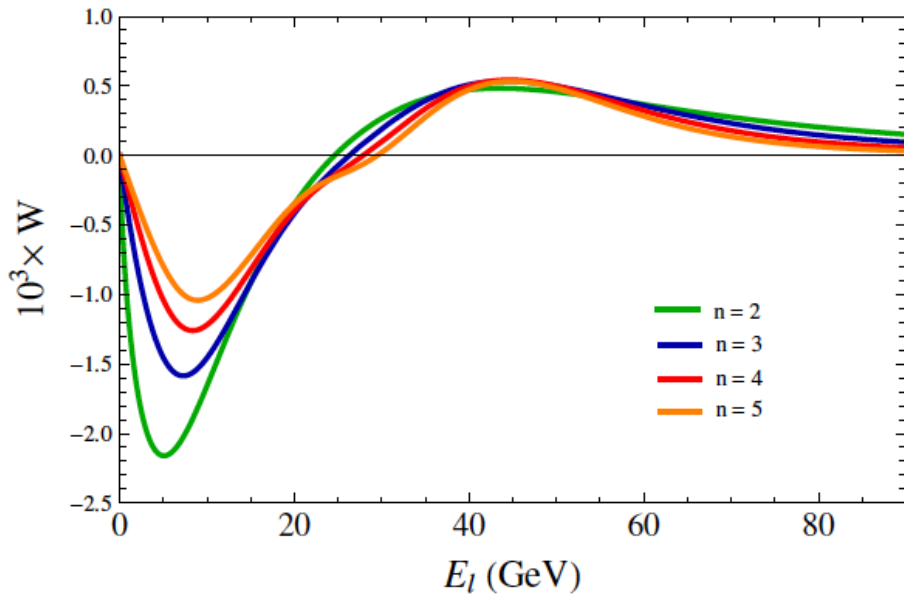
$H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$

$$W(E_l, m) = \int dE \mathcal{D}_0(E; m) \frac{1}{EE_l} \times (\rho \text{の奇関数})|_{e^\rho = E_l/E}$$

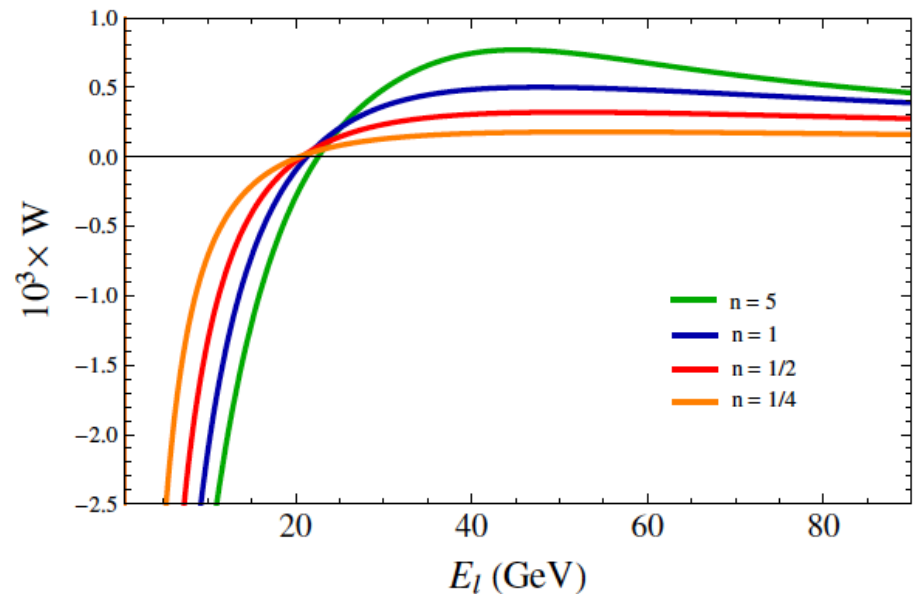
(ρ の奇関数) = $n \tanh(n\rho) / \cosh(n\rho)$ の場合

(ρ の奇関数) = $\tanh(n\rho)$ の場合

$m = 130 \text{ GeV}$ での重み関数



$$W(E_l) = \int dE \mathcal{D}_0(E) \frac{2n E_l^{n-1} E^{n-1} (E_l^{2n} - E^{2n})}{(E_l^{2n} + E^{2n})^2}$$

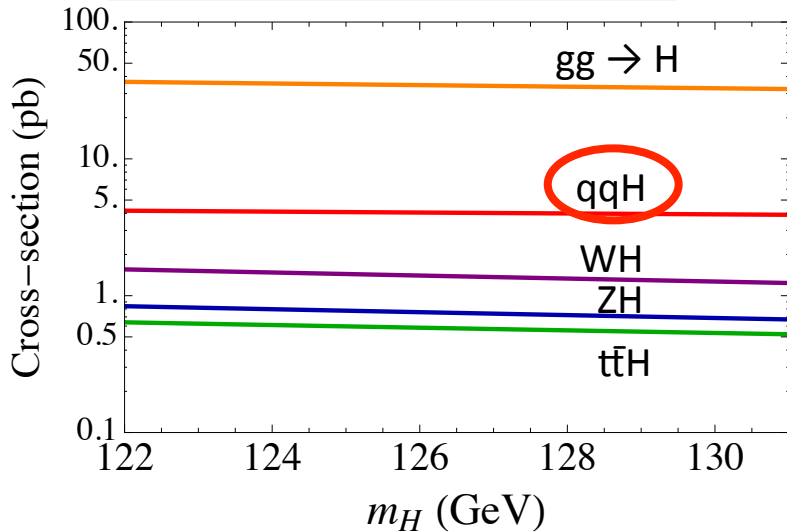


$$W(E_l) = \int dE \mathcal{D}_0(E) \frac{E_l^{2n} - E^{2n}}{E_l E (E_l^{2n} + E^{2n})}$$

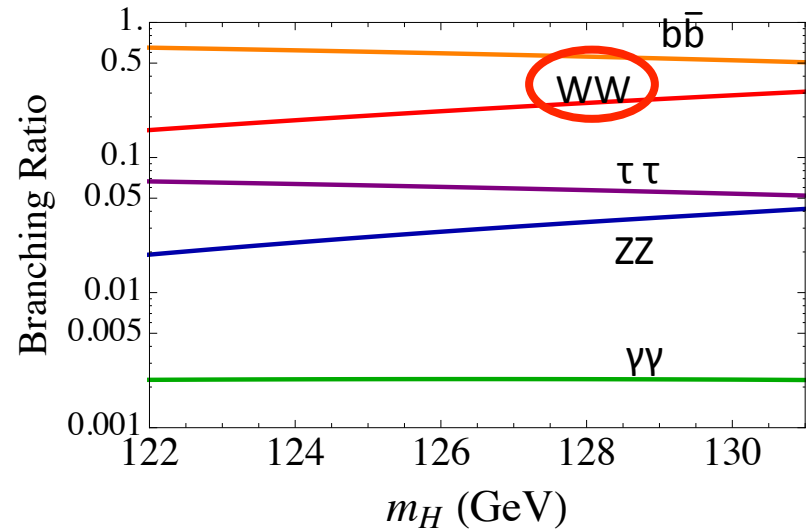
LHCにおけるヒッグス粒子の生成・崩壊

$m_H = 125.3 \pm 0.6 \text{ GeV}$ (CMS)

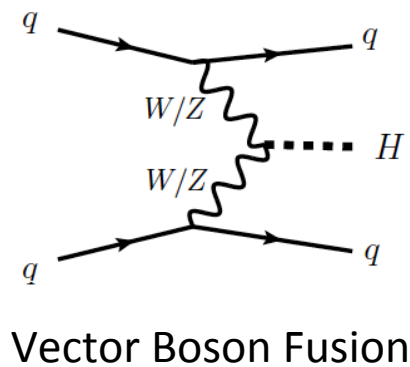
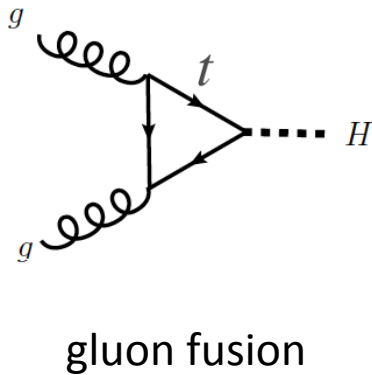
※ $122 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 131 \text{ GeV}$ の場合を示す。



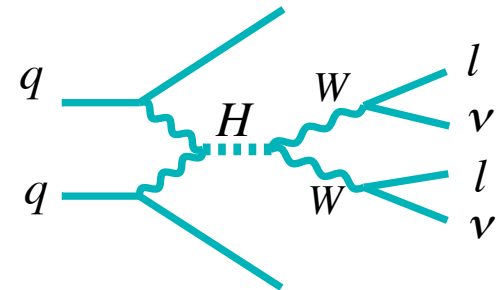
ヒッグス生成過程



ヒッグス崩壊過程



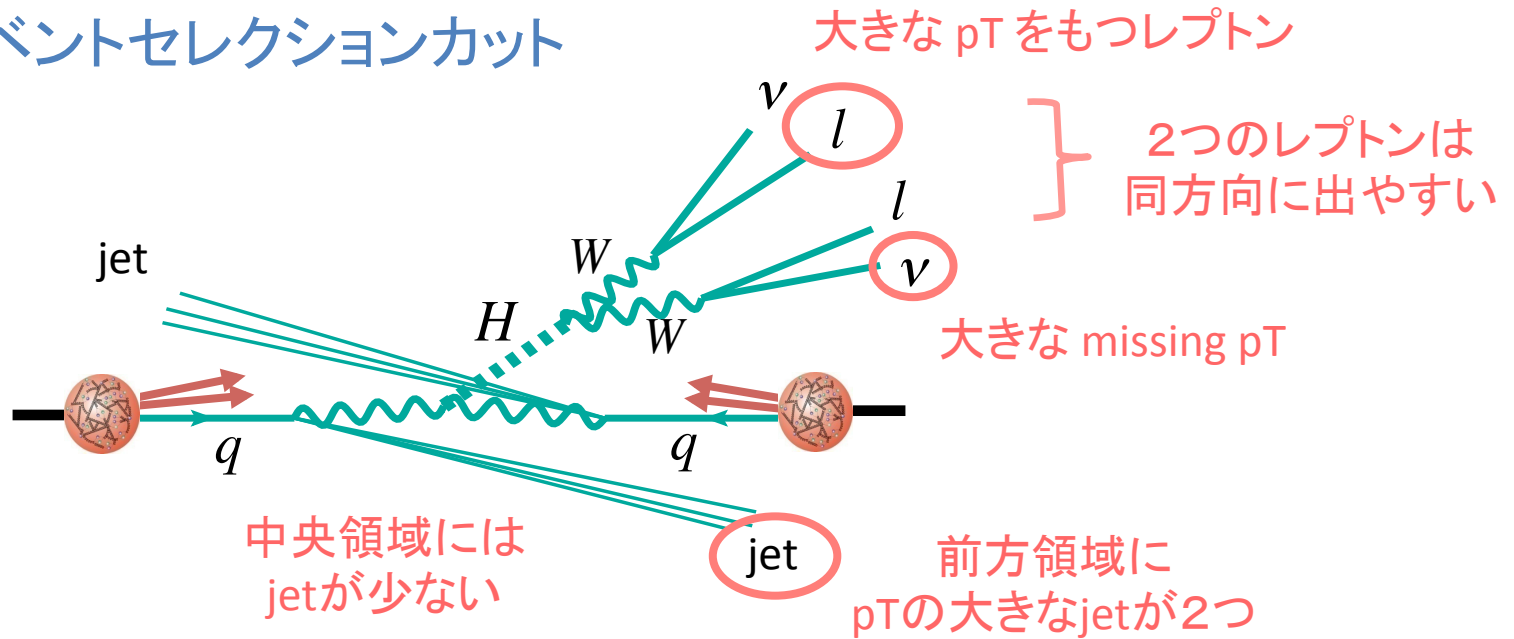
Vector Boson Fusion モードと
 $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ ($l = e, \mu$)
 崩壊モードを用いる。



シグナル 及び バックグラウンドイベント

- シグナル: $qqH \rightarrow qqW^+W^- \rightarrow qq l^+ \nu l^- \bar{\nu}$ ($m_H = 130 \text{ GeV}$)

イベントセレクションカット

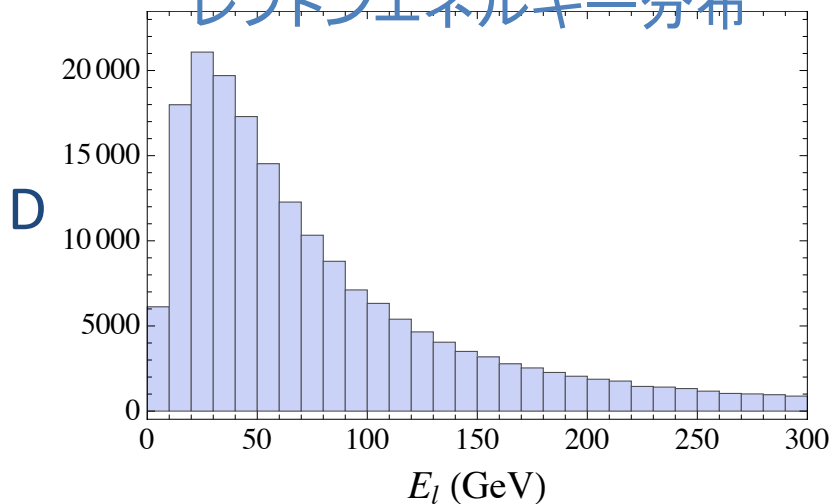


➡ バックグラウンドを大幅に減らせる

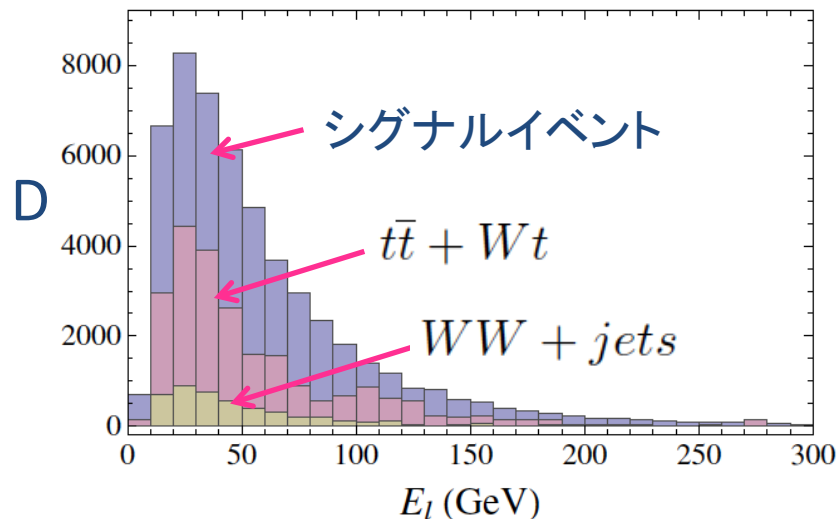
- 主なバックグラウンド: $t\bar{t} + Wt, WW + jets$

レプトンエネルギー分布と重み関数

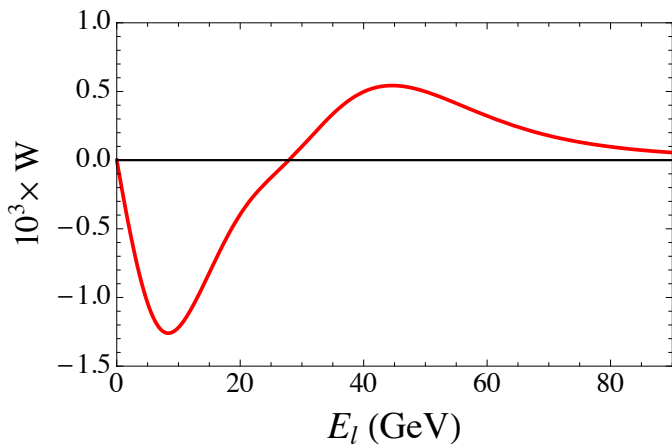
パートンレベルの(理想的な)
レプトンエネルギー分布



全カット後のレプトンエネルギー分布



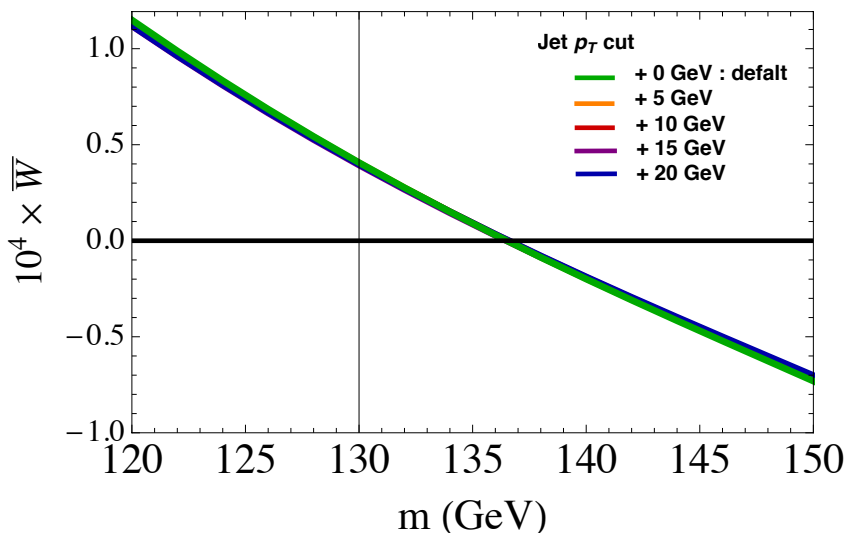
重み関数:
$$W(E_l; m) = \int dE \mathcal{D}_0(E, m) \frac{8 E_l^3 E^3 (E_l^8 - E^8)}{(E_l^8 + E^8)^2}$$



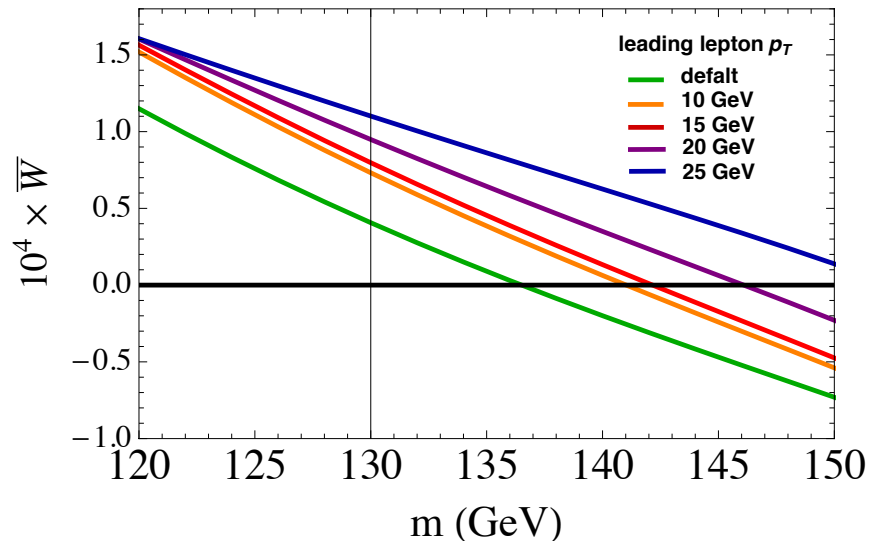
レプトンエネルギー分布と重み関数から
 $\bar{W}(m)$ を求める。

$$\bar{W}(m) \equiv \int dE_l D(E_l) W(E_l, m)$$

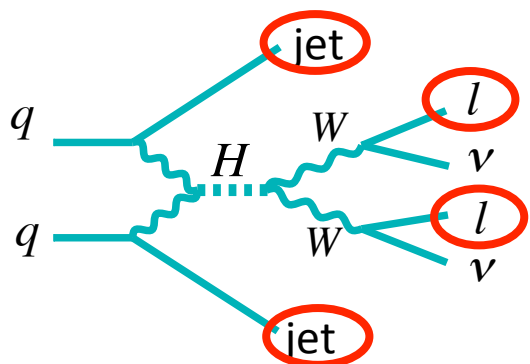
カットの影響



ジェットに対する p_T カットの値を変えた場合



レプトン p_T カットの値を変えた場合

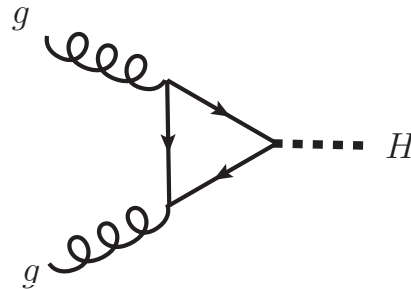


- ジェットのカットに対して $\bar{W}(m)$ は非常に安定。
 - レプトンカットに対しては有意に影響を受ける。
- ➡ レプトンカットの影響はシミュレーションによる精度の良い予言が可能。

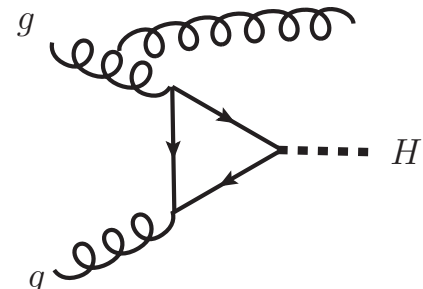
gluon fusionの解析

- gluon fusion の cross-section \sim VBF の cross-section の 10 倍
 - ➔ 統計誤差が小さくなる？
- バックグラウンドが多い
 - ➔ 系統誤差は大きくなる？

特に $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ ($l = e, \mu$) の崩壊モードを用いる場合



0-jet mode



1-jet mode

主なバックグラウンド:

WW

top, WW, Z + jets

今後の課題

- gluon fusionでのWW崩壊モードを用いたヒッグス質量再構成
- $\tau\tau$ モードを用いたヒッグス質量再構成
- τ の湯川結合
- トップクォークの質量
- polarized particleへの応用
- レプトンの代わりに重い粒子を用いた場合

X の運動方向に対する rapidity y

$$e^{2y} \equiv \frac{1 + \beta}{1 - \beta}$$

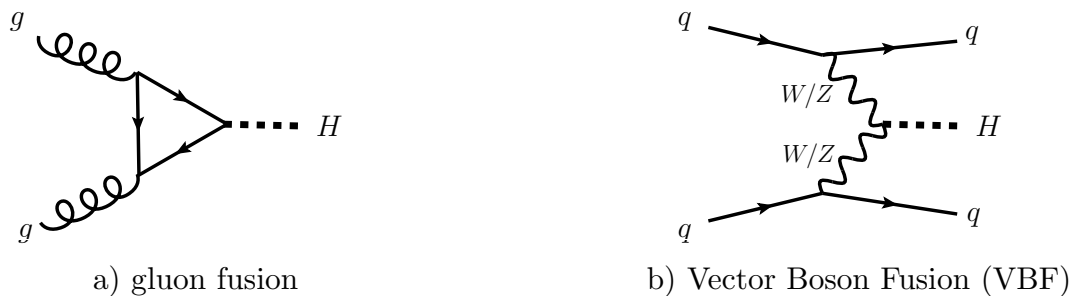


図 3.1: ヒッグス粒子の主な生成過程のダイアグラム

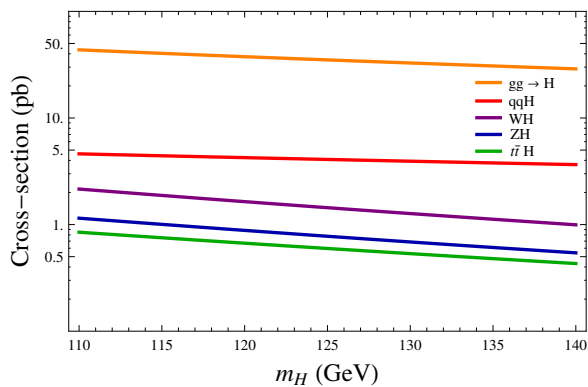


図 3.2: $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ での LHC におけるヒッグス粒子の生成断面積。5つの主な生成過程 gluon fusion $gg \rightarrow H$ 、Vector Boson Fusion qqH 、 W との随伴生成 WH 、 Z との随伴生成 ZH 、 $t\bar{t}$ との随伴生成 $t\bar{t}H$ について、ヒッグス粒子の質量の関数として示してある。[3]

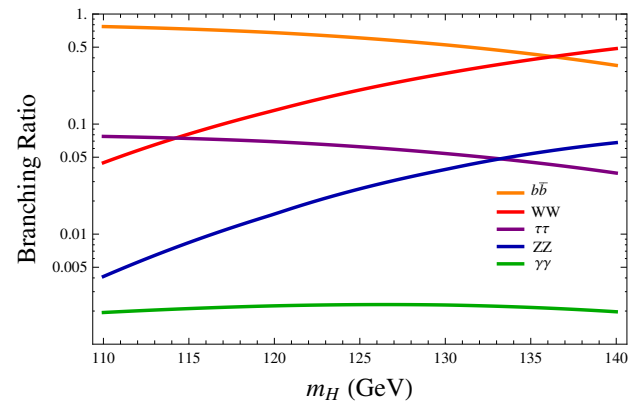


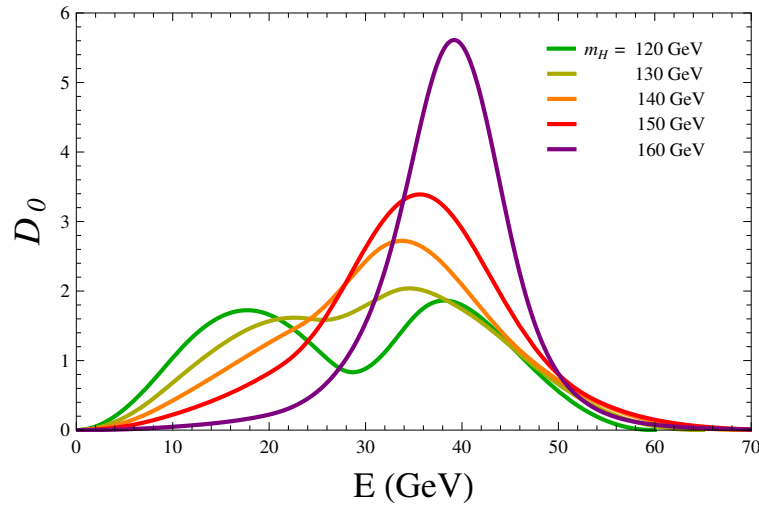
図 3.3: ヒッグス粒子の主な崩壊モードについての branching ratio [3]

	$m_H = 130$ GeV			$m_H = 150$ GeV			$m_H = 180$ GeV			$m_H = 200$ GeV		
	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ee
signal (fb)	0.46	0.91	0.24	1.27	2.25	0.74	1.46	2.35	0.89	0.68	1.19	0.42
background (fb)												
$t\bar{t} + Wt$	0.16	0.39	0.13	0.22	0.52	0.18	0.31	0.68	0.23	0.31	0.69	0.23
$WW + jets$	0.04	0.08	0.02	0.06	0.11	0.04	0.08	0.16	0.05	0.09	0.16	0.05

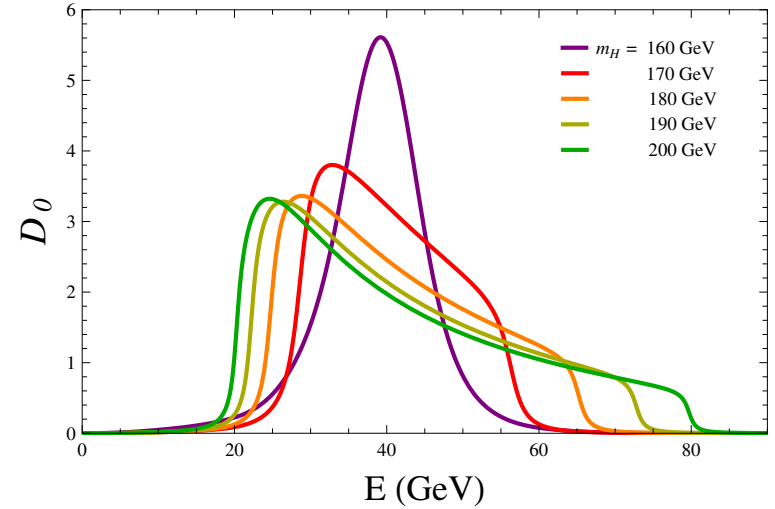
表 3.1: (A) Di-lepton trigger の場合に全てのカットをかけた後の断面積 (fb)。バックグラウンド断面積の m_H 依存性は M_T カットのみから生じる。

	$m_H = 130$ GeV			$m_H = 150$ GeV			$m_H = 180$ GeV			$m_H = 200$ GeV		
	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ee
signal (fb)	0.39	0.72	0.28	1.12	1.88	0.78	1.34	2.10	0.92	0.63	1.06	0.45
background (fb)												
$t\bar{t} + Wt$	0.13	0.32	0.28	0.18	0.43	0.36	0.26	0.59	0.49	0.27	0.59	0.49
$WW + jets$	0.03	0.06	0.03	0.05	0.09	0.04	0.07	0.14	0.06	0.07	0.14	0.06

表 3.2: (B) Single-lepton trigger の場合に全てのカットをかけた後の断面積 (fb)。同上。

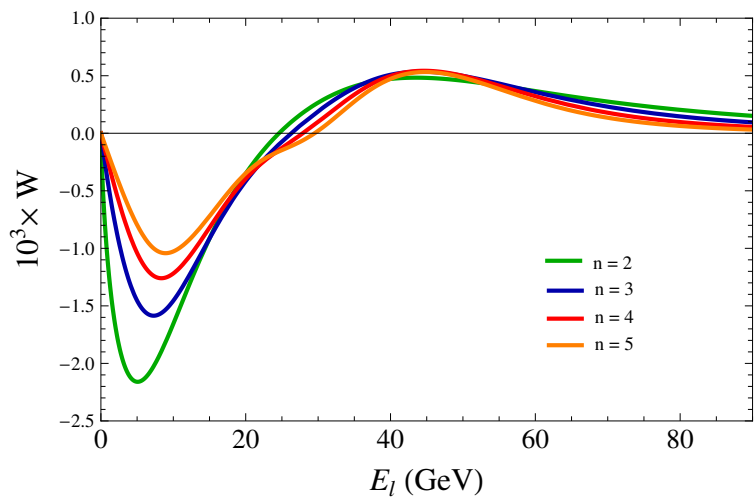


a) $m_H = 120 \text{ GeV} - 160 \text{ GeV}$

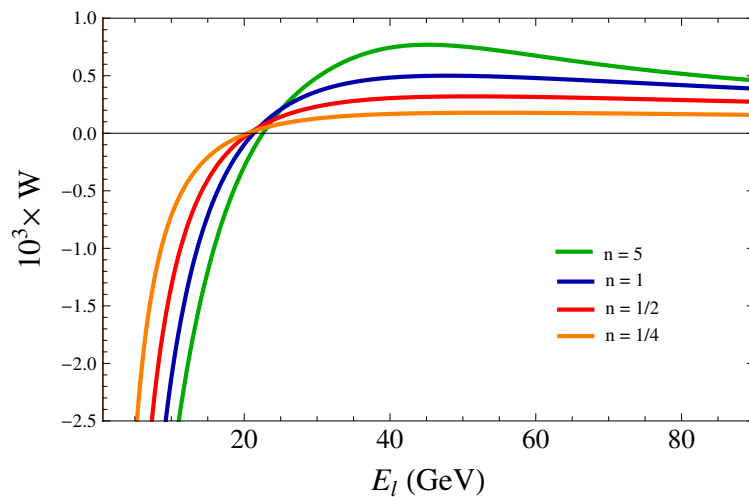


b) $m_H = 160 \text{ GeV} - 200 \text{ GeV}$

図 3.4: ヒッグス粒子静止系におけるレプトンエネルギー分布 $D_0(E)$ 。ただしレプトン対の不変質量 M_{ll} に $M_{ll} < 45 \text{ GeV}$ の制限が付いている。 $\int dE D_0(E) = 1$ に規格化。



i) (ρ の奇関数) = $n \tanh(n\rho)/\cosh(n\rho)$ の場合

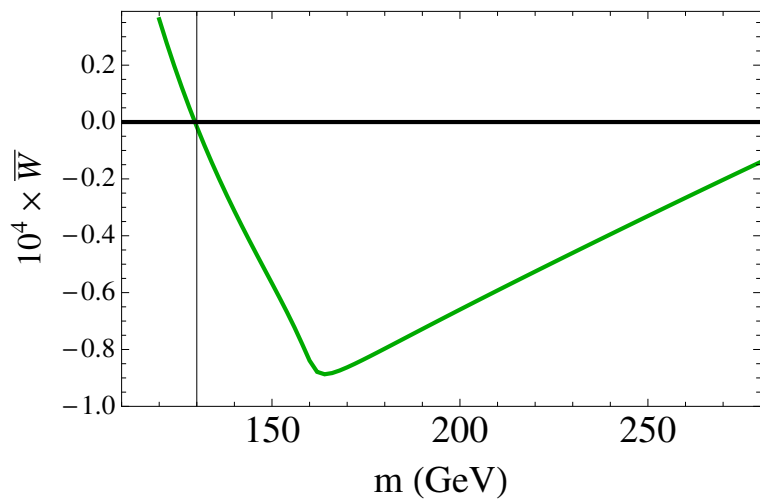


ii) (ρ の奇関数) = $\tanh(n\rho)$ の場合

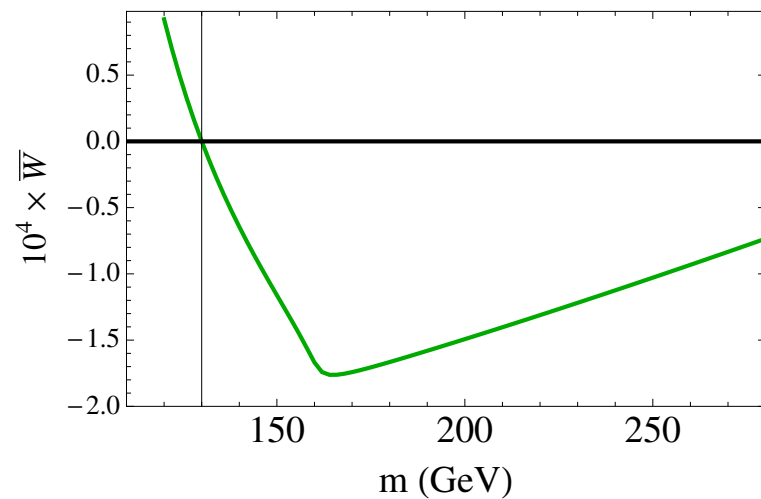
図 3.5: $m_H = 130$ GeV に対する重み関数 $W(E_l)$

$$W(E_l) = \int dE \mathcal{D}_0(E) \frac{2n E_l^{n-1} E^{n-1} (E_l^{2n} - E^{2n})}{(E_l^{2n} + E^{2n})^2}$$

$$W(E_l) = \int dE \mathcal{D}_0(E) \frac{E_l^{2n} - E^{2n}}{E_l E (E_l^{2n} + E^{2n})}$$



i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$



ii) $\tanh(\rho/2)$

図 3.6: パートンレベルのレプトン分布を用いた $\overline{W}(m)$ 。シミュレーションの m_H は 130 GeV。

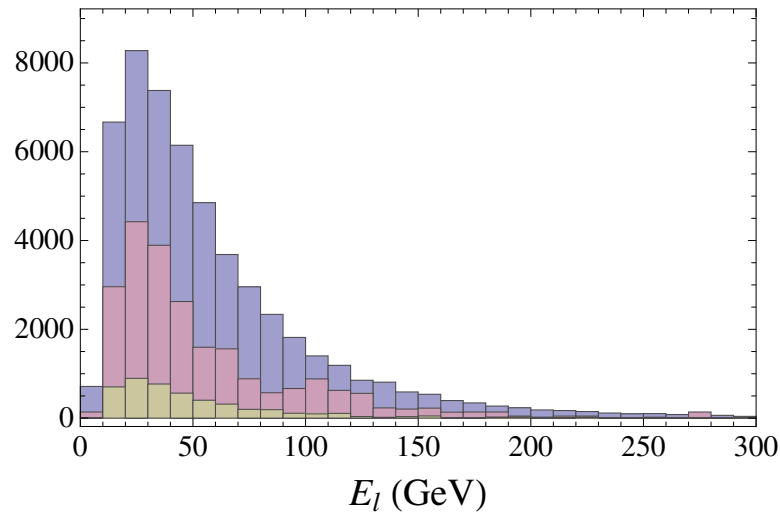
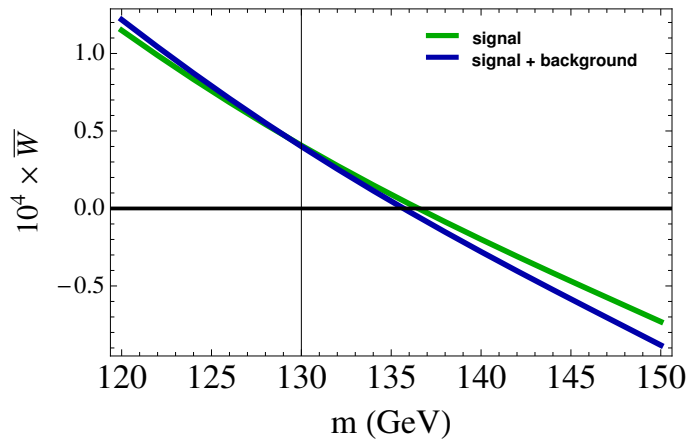
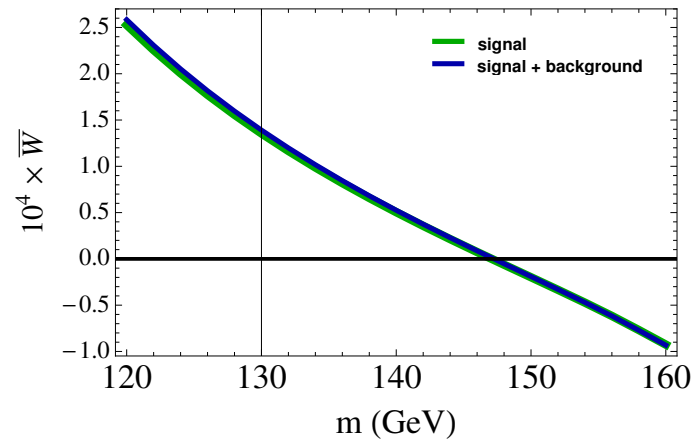


図 3.7: $m_H = 130$ GeV、 $e\mu$ モードに対する全カット後のイベントのレプトンエネルギー分布。レプトン・アクセプタンスで di-lepton trigger を要請した場合。奥から順にシグナルイベント、 $t\bar{t} + Wt$ バックグラウンド、 $WW + jets$ バックグラウンドをそれぞれ別々に示してある。



i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$



ii) $\tanh(\rho/2)$

図 3.8: 全カット後のイベントを用いた $\bar{W}(m)$ 。 $m_H = 130$ GeV で生成されたイベントに対し、di-lepton trigger、 $e\mu$ モードを要請した場合。

m_H (GeV)	130	150	180	200
i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$				
signal	+6	-2	+7	+10
background : $t\bar{t} + Wt$	-1	-3	+14	+16
background : WW+jets	0	-1	+4	+6
ii) $\tanh(\rho/2)$				
signal	+14	+5	-1	0
background : $t\bar{t} + Wt$	0	-1	+15	+15
background : WW+jets	0	0	+5	+5

表 3.3: (A) di-lepton trigger、 $e\mu$ モードの場合に対する再構成質量の系統的なずれ δm_H (GeV)。ただし δm_H は (2.33) で定義する。

m_H (GeV)	130	150	180	200
i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$				
signal	+23	+12	-19	-19
background : $t\bar{t} + Wt$	-4	-4	+14	+20
background : WW+jets	-1	-1	+4	+6
ii) $\tanh(\rho/2)$				
signal	+22	+12	-28	-27
background : $t\bar{t} + Wt$	-1	-1	+14	+14
background : WW+jets	0	0	+4	+5

表 3.4: (B) single-lepton trigger、 $e\mu$ モードの場合の再構成質量の系統的なずれ δm_H (GeV)。ただし δm_H は (2.33) で定義する。

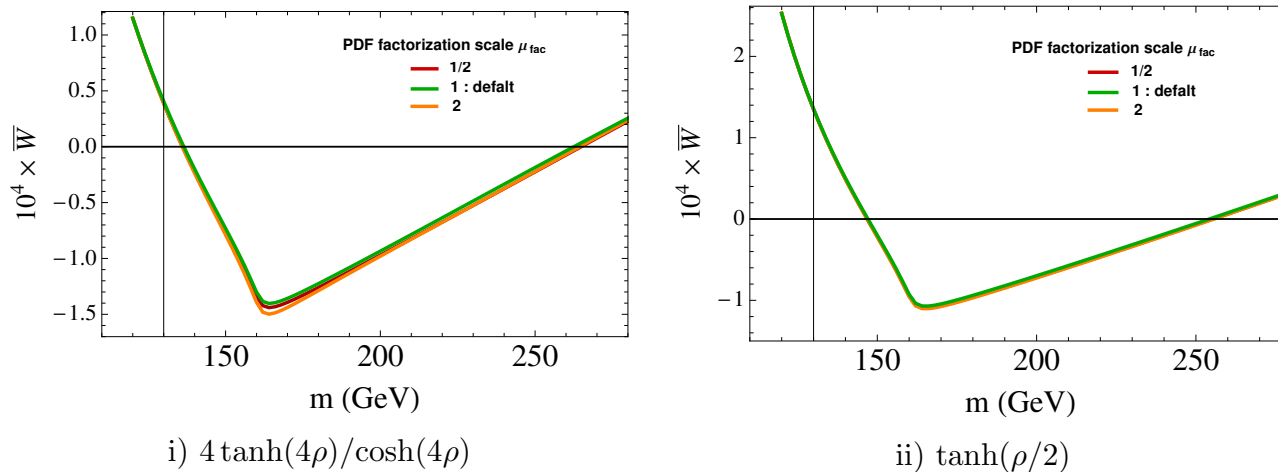


図 3.9: PDF や PYTHIA の factorization scale μ_{fac} を変えて生成したシグナルイベントに対する $\overline{W}(m)$ 。 μ_{fac} をデフォルトから 1/2 倍、1 倍、2 倍して評価した $\overline{W}(m)$ をそれぞれ示してある。シミュレーションの入力質量は $m_H = 130$ GeV であり、di-lepton trigger、 $e\mu$ モードである。

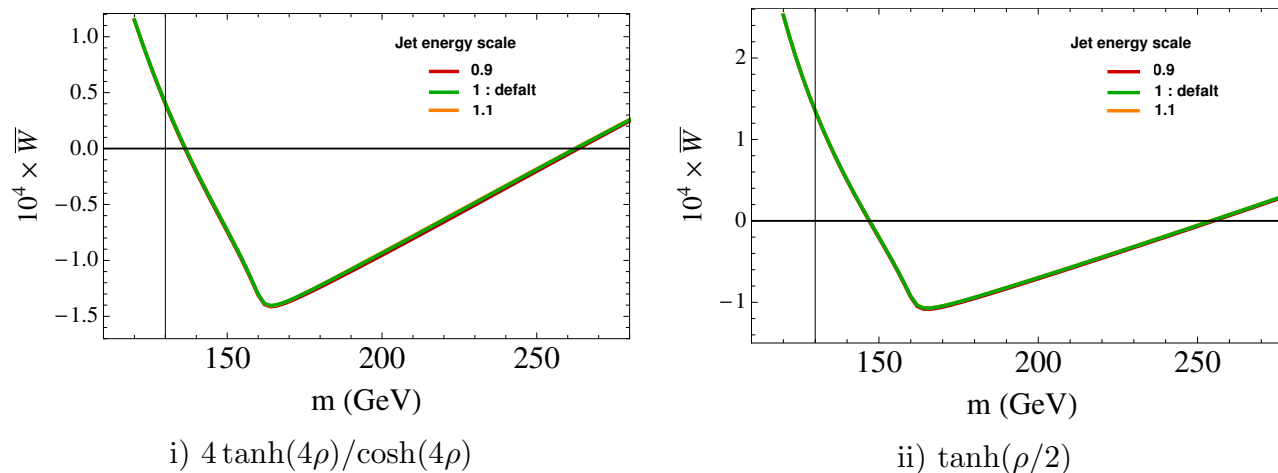
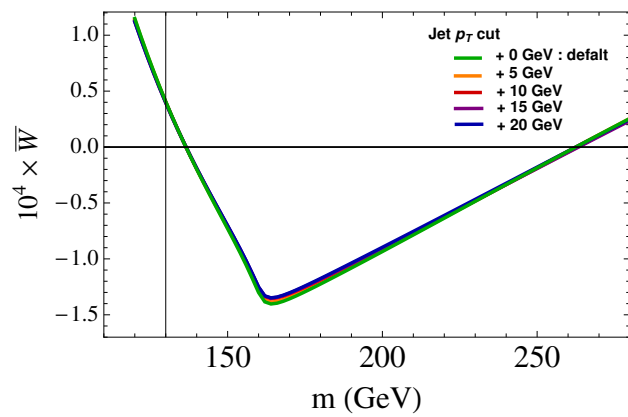
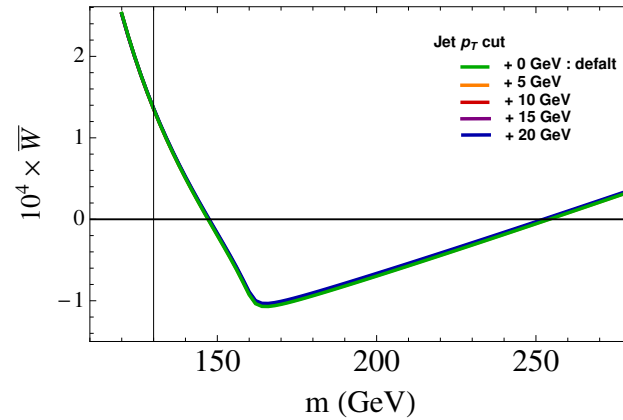


図 3.10: ジェットのエネルギースケールを変えたシグナルイベントに対する $\overline{W}(m)$ 。ジェットのエネルギーを 0.9 倍、1 倍、1.1 倍して評価した $\overline{W}(m)$ をそれぞれ示してある。Missing transverse momentum についても、2つのレプトンの p_T を差し引いた $p_T^{\text{miss}} - p_T^{\text{ll}}$ を各スケール倍している。

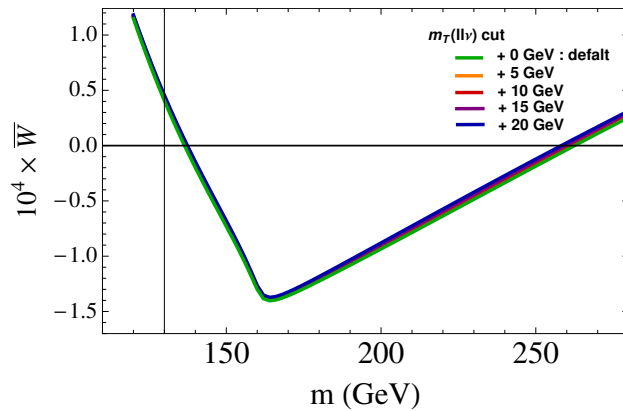


i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$

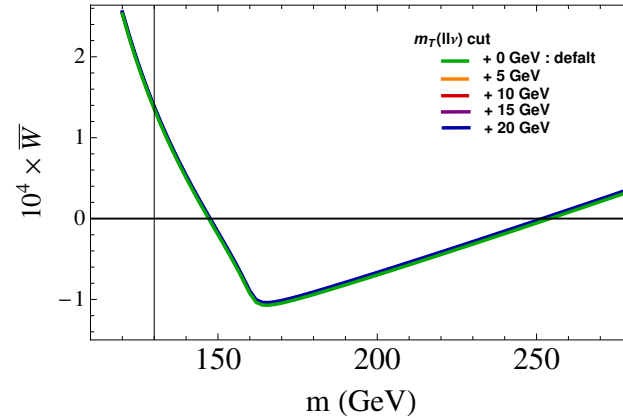


ii) $\tanh(\rho/2)$

図 3.11: Tagged jet の p_T カット値を変えたシグナルイベントに対する $\overline{W}(m)$ 。デフォルトのカット値は $p_{T,tag}^{max} > 40$ GeV、 $p_{T,tag}^{min} > 20$ GeV である。これを $p_{T,tag}^{max}$ 、 $p_{T,tag}^{min}$ の下限ともにデフォルト +20 GeV まで 5 GeV 刻みで変えて評価している。

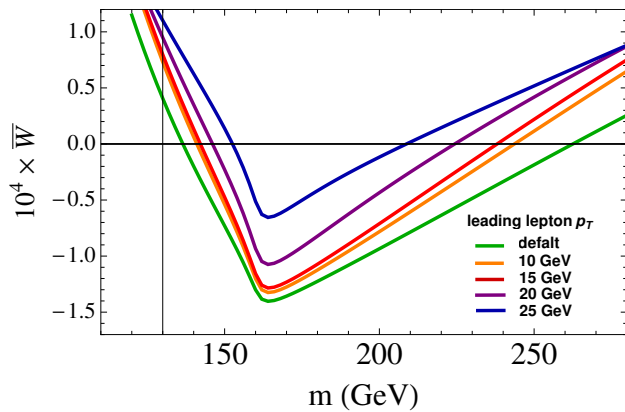


i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$

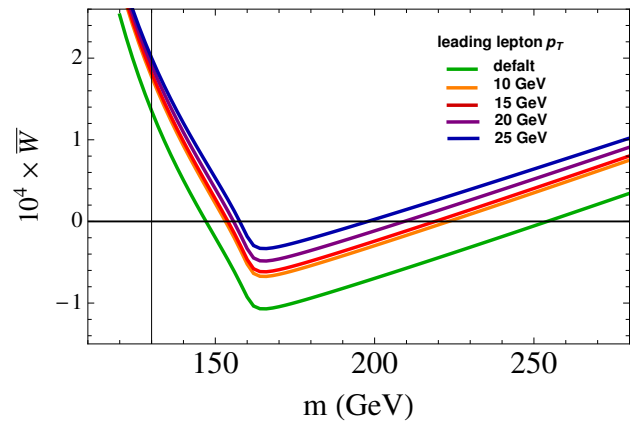


ii) $\tanh(\rho/2)$

図 3.12: $m_T(ll\nu)$ カットの値を変えたシグナルイベントに対する $\overline{W}(m)$ 。 $m_T(ll\nu)$ カットをデフォルト +20 GeV まで 5 GeV 刻みで変えて評価している。

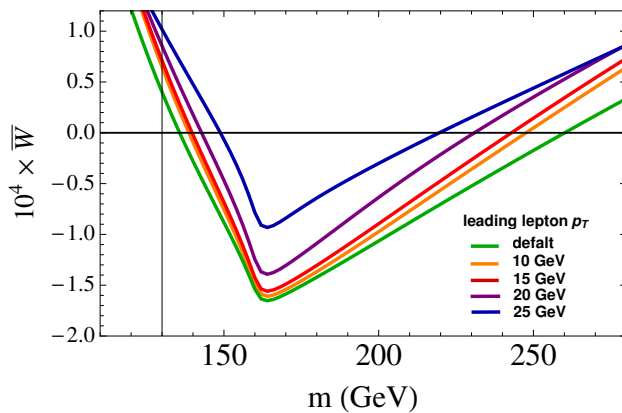


i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$

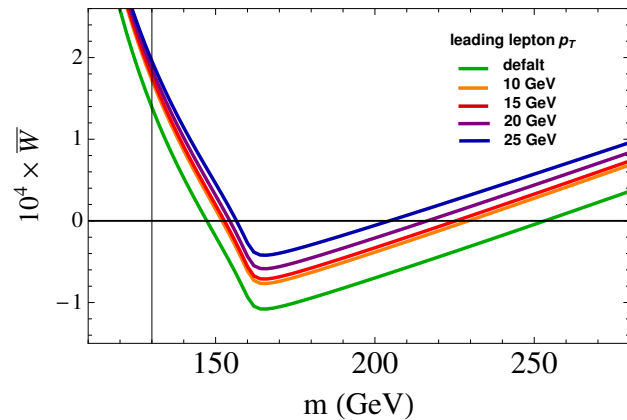


ii) $\tanh(\rho/2)$

図 3.13: レプトンカットの値を変えたシグナルイベントに対する $\overline{W}(m)$ 。Leading lepton の p_T 下限を 10 GeV から 25 GeV まで 5 GeV 刻みで変えて評価している。



(ii) $\tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$



(i) $\tanh(\rho/2)$

図 3.14: バックグラウンドを含めたイベントについて、レプトンカットの値を変えた $\overline{W}(m)$ 。Leading lepton の p_T 下限を 10 GeV から 25 GeV まで 5 GeV 刻みで変えて評価している。

	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	Combined
i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$	+12	+13	+25	+9.0 (+5.2)
	-22	-8.7	-58	-12 (-6.8)
ii) $\tanh(\rho/2)$	+12	+14	+32	+9.7 (+5.6)
	-18	-8.1	-41	-9.3 (-5.4)

表 3.5: (A) di-lepton trigger の場合に積分ルミノシティ 100 fb^{-1} で見積もられる統計誤差 (GeV)。Poisson 統計を用いて計算。括弧内に 300 fb^{-1} の数値も示した。

	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	Combined
i) $4 \tanh(4\rho)/\cosh(4\rho)$	+13	+14	+19	+8.9 (+5.2)
	-21	-9.0	-22	-8.7 (-5.0)
ii) $\tanh(\rho/2)$	+12	+17	+27	+11 (+6.4)
	-18	-8.6	-19	-7.7 (-4.5)

表 3.6: (B) single-lepton trigger の場合に積分ルミノシティ 100 fb^{-1} で見積もられる統計誤差 (GeV)。Poisson 統計を用いて計算。括弧内に 300 fb^{-1} の数値も示した。

いいとどりでcombineすると、 100 fb^{-1} (300 fb^{-1})で
+8.6 GeV (+5.0 GeV)
-7.3 GeV (-4.2 GeV)