在LHC上探测Higgs玻色子的反常规范耦合

邝宇平*

清华大学高能物理研究中心, 清华大学物理系, 北京 100084

*E-mail: ypkuang@mail.tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2011-02-28; 接受日期: 2011-03-03

国家自然科学基金资助项目 (批准号: 10605030, 10875064)

摘要 探测 Higgs 玻色子的反常耦合是不依赖于具体模型且无遗漏地探测超出标准模型的新物理效应的有效办法. 探测 Higgs 玻色子的反常规范耦合更有特殊意义, 它与电弱对称破缺的机制相关. 我们曾提出在 LHC 上通过 WW 散射来探测 Higgs 玻色子反常规范耦合的灵敏方法. 本文简要综述这种方法的物理思想及所得结论.

关键词 Higgs 玻色子, 反常规范耦合, WW 散射, LHC

PACS: 12.60.Fr, 11.15.Ex, 14.80.Cp

1 引言

粒子物理的标准模型 (SM) 虽然通过了一系列电弱精确测量实验的检验, 但其电弱对称破缺部分至今尚不清楚. 实验上一直没有发现 Higgs 玻色子. LEP 直接寻找 Higgs 的实验给出 SM 的 Higgs 玻色子的质量下限为 $m_H > 114.4 \text{ GeV}^{[1]}$. 用 SM 拟合 LEP 电弱精确实验确定出 95% CL 的 SM Higgs 玻色子质量上限为 $m_H \leq 155 \text{ GeV}^{[2]}$. 这个质量范围是 CERN 的 LHC 能够覆盖的. 寻找 Higgs 玻色子是 LHC 的首要任务之一. 目前 LHC 正在顺利获取数据进行这样的实验^[3].

从理论上讲, 将 SM 的 Higgs 部分用于高能区时存在平庸性和不自然性 (精密调节) 的缺陷. 因此普遍认为必存在一个新物理能标 Λ , 在其以上 SM 被新物理模型所取代. 自然性意味着 $\Lambda \sim O(\text{TeV})$. 在 LHC 上直接探测新物理模型中 $M \geq \Lambda$ 的新粒子的实验正在逐步开展中^[3]. 这样的探测是否容易, 取决于此新

物理的性质以及 Λ 实际上有多高. 不过此新粒子必定会通过虚过程对轻的粒子的相互作用产生影响.

一旦 LHC 发现一个轻的 Higgs 玻色子的候选者, 立刻需要回答的是它究竟是 SM 中的还是新物理模型中的 Higgs 玻色子, 后者意味着发现新物理. 由于新物理中的重新粒子会影响此 Higgs 的耦合, 我们可以通过测量这个 Higgs 玻色子的耦合来作判断, 看是否有偏离 SM 的耦合 (反常耦合). 探测 Higgs 玻色子的反常规范耦合尤为重要, 因为它反映弱规范玻色子 W 和 Z 质量的产生机制 (电弱对称破缺机制).

现在尚不知道什么新物理模型是真正反映自然界的, 所以测量 Higgs 反常耦合最有效的办法是进行与具体模型无关的普遍探测, 这是一种无遗漏的探测. 文献中曾给出描述 Higgs 玻色子有效反常规范耦合的不同形式, 如线性表达^[4~6] 和非线性表达^[7]. 本文采用最常用的线性表达. 在此表达中偏离 SM 耦合的反常规范耦合由量纲为 6 的算符来描述. 在 CP 守

引用格式: 邝宇平. 在 LHC 上探测 Higgs 玻色子的反常规范耦合. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 446–453

Kuang Y P. Testing anomalous gauge couplings of the Higgs Boson at the LHC (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2010, 41: 446–453

doi: 10.1360/132011-217

恒的情况下, 这种反常有效作用是 [4]

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \sum_n \frac{f_n}{\Lambda^2} \mathcal{O}_n, \quad (1)$$

其中 f_n 是无量纲的反常耦合常数, 对 SM 来说 $f_n = 0$. 规范不变的量纲为 6 的算符 $\mathcal{O}_n$'s 为 [6]

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{BW} &= \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi, \quad \mathcal{O}_{DB} = -\frac{g'^2}{2} (\partial_\mu B_{\nu\rho}) (\partial^\mu B^{\nu\rho}), \\ \mathcal{O}_{DW} &= \text{Tr}([D_\mu, \hat{W}_{\nu\rho}], [D^\mu, \hat{W}^{\nu\rho}]), \\ \mathcal{O}_{\Phi,1} &= (D_\mu \Phi)^\dagger \Phi^\dagger \Phi (D^\mu \Phi), \\ \mathcal{O}_{\Phi,2} &= \frac{1}{2} \partial^\mu (\Phi^\dagger \Phi) \partial_\mu (\Phi^\dagger \Phi), \quad \mathcal{O}_{\Phi,3} = \frac{1}{3} (\Phi^\dagger \Phi)^3, \quad (2) \\ \mathcal{O}_{WWW} &= \text{Tr}[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\nu\rho} \hat{W}_\rho^\mu], \quad \mathcal{O}_{WW} = \Phi^\dagger \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi, \\ \mathcal{O}_{BB} &= \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \Phi, \quad \mathcal{O}_W = (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi), \\ \mathcal{O}_B &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi), \end{aligned}$$

其中 $\hat{B}_{\mu\nu}$ 和 $\hat{W}_{\mu\nu}$ 是

$$\hat{B}_{\mu\nu} = i \frac{g'}{2} B_{\mu\nu}, \quad \hat{W}_{\mu\nu} = i \frac{g}{2} \sigma^a W_{\mu\nu}^a, \quad (3)$$

g 和 g' 是 $SU(2)$ 和 $U(1)$ 群的规范耦合常数.

事实上算符 $\mathcal{O}_{\Phi,1}$, $\mathcal{O}_{BW}$, $\mathcal{O}_{DW}$, $\mathcal{O}_{DB}$ 与 W 和 Z 的两点函数有关, 受到电弱精确数据很大限制, 故其耦合常数必很小 [8]; $\mathcal{O}_{\Phi,2}$ 和 $\mathcal{O}_{\Phi,3}$ 涉及 Higgs 自作用, 已被研究过 [9]; $\mathcal{O}_{WWW}$ 涉及三规范场顶角, 不是本文关心的. 其余的 $\mathcal{O}_{WW}$, $\mathcal{O}_{BB}$, $\mathcal{O}_W$ 和 $\mathcal{O}_B$ 与电弱对称破缺机制密切相关且电弱精确实验对这四个算符很不灵敏, 因此我们最关心在 LHC 上如何探测这四个反常耦合.

考虑中性规范场的混合, 独立的中性规范场为光子场 A_μ 和弱规范场 $W_\mu^\pm$, Z_μ . 它们与 Higgs 场 H 的反常耦合可写成 [6]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}^H &= g_{H\gamma\gamma} H A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + g_{HZ\gamma}^{(1)} A_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H \\ &\quad + g_{HZ\gamma}^{(2)} H A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + g_{HZZ}^{(1)} Z_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H \\ &\quad + g_{HZZ}^{(2)} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + g_{HWW}^{(1)} (W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} \partial^\nu H + \text{h.c.}) \\ &\quad + g_{HWW}^{(2)} H W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu}, \quad (4) \end{aligned}$$

这里反常耦合常数 $g_{HVV}^{(i)}$, $i = 1, 2$ (V 表示 A 或 W, Z), 与 f_n 之间的关系是

$$\begin{aligned} g_{H\gamma\gamma} &= -\kappa \frac{s^2(f_{BB} + f_{WW})}{2}, \\ g_{HZ\gamma}^{(1)} &= \kappa \frac{s(f_W - f_B)}{2c}, \quad g_{HZ\gamma}^{(2)} = \kappa \frac{s[s^2 f_{BB} - c^2 f_{WW}]}{c}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} g_{HZZ}^{(1)} &= \kappa \frac{c^2 f_W + s^2 f_B}{2c^2}, \quad g_{HZZ}^{(2)} = -\kappa \frac{s^4 f_{BB} + c^4 f_{WW}}{2c^2}, \quad (5) \\ g_{HWW}^{(1)} &= \kappa \frac{f_W}{2}, \quad g_{HWW}^{(2)} = -\kappa f_{WW}, \end{aligned}$$

其中 $s \equiv \sin \theta_W$, $c \equiv \cos \theta_W$, $\kappa \equiv g M_W / \Lambda^2 \approx 0.053 (1 \text{ TeV} / \Lambda)^2 \text{ TeV}^{-1}$. 由于 s 是个小量, (6) 中最主要的反常耦合是 $g_{HZZ}^{(i)}$, $g_{HWW}^{(i)}$ ($i = 1, 2$), 而且其中主要的贡献来自 f_W 和 f_{WW} . 目前 f_W 和 f_{WW} 只受到 S - 矩阵么正性的要求 [10]:

$$\left| \frac{f_W}{\Lambda^2} \right| \leq 7.8 \text{ TeV}^{-2}, \quad \left| \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} \right| \leq 39.2 \text{ TeV}^{-2}, \quad (6)$$

这限制很松. 所以它们有很大的变化空间能在 LHC 被探测.

如果在扣除 SM 圈图修正对反常耦合的贡献 (实际上较小) 后 LHC 测得非零的反常耦合常数, 则意味着已经发现了新物理的效应. 人们曾建议通过 LHC 上 Higgs 玻色子的产生过程来进行探测 [11,12], 其中以文献 [12] 建议的 $W^+ W^- \rightarrow H$ 的过程为最灵敏. 我们曾提出通过 LHC 上的 WW 散射过程进行探测的更加灵敏的办法 [8,13]. 下面我们分别就末态 W 玻色子的纯轻子衰变道和半轻子衰变道的探测来叙述.

2 WW 散射纯轻子衰变道的探测

LHC 上的 WW 散射过程如图 1(a) 所示. 两个质子中的夸克辐射 W 玻色子后形成两个向前 (向后) 的喷注 j_{f1}, j_{f2} . 所以过程是

$$pp \rightarrow W^+ W^- j_{f1} j_{f2} \rightarrow l^+ l^- \nu_l \bar{\nu}_l j_{f1} j_{f2}, \quad (7)$$

$$pp \rightarrow W^+ W^+ j_{f1} j_{f2} \rightarrow l^+ l^+ \nu_l \nu_l j_{f1} j_{f2}, \quad (8)$$

等等. 散射振幅包含 $T(V)$ 和 $T(H)$ 两部分, 如图 1(b) 所示. 两部分振幅都随质心能量 E^2 而增长. 对 SM 来说, $T(H)$ 中的耦合常数就是规范耦合常数 g , 此时总振幅 $T(V) + T(H)$ 中的两个随 E^2 增长的部分严格相消, 使总振幅不随质心能量增长, 保持 S - 矩阵的么正性. 如果 $T(H)$ 中的耦合常数含反常耦合, 则 $T(V) + T(H)$ 的两个随 E^2 增长的部分不能完全相消, 从而使总振幅随 E^2 增长. 增长的快慢取决于反常耦合常数的大小. 只要 f_W / Λ^2 和 f_{WW} / Λ^2 在 (6) 的范围内, 就不违反 S - 矩阵的么正性. 此时含反常耦合的截面会比 SM 的截面大, 在实验上可与 SM 相区分.

图 1 (a) LHC 上 WW 散射示意图; (b) WW 散射的两种振幅 $T(V)$ 和 $T(H)$

Figure 1 (a) Illustration of WW scattering at the LHC; (b) the two kinds of amplitudes, $T(V)$ and $T(H)$, in WW scattering.

WW 散射能比 Higgs 产生更灵敏地探测反常耦合. 这是因为 (i) 前者的 $T(H)$ 中含有两个 HWW 反常耦合而后者只含一个; (ii) 在 (4) 式中耦合项角含微商 (动量依赖), 此动量依赖在 Higgs 产生过程 [在 Higgs 质壳 (10^2 GeV) 测量] 效果不明显; 而 WW 散射涉及 LHC 覆盖的全部能量范围, 在 高能区动量依赖效果大.

如文献 [14] 指出的, 在 WW 散射过程中存在电弱背景、QCD 背景和顶夸克背景等. 我们采用文献 [14] 中给出的运动学截断来压低它们. 为方便, 我们取 $f_W \gg f_{WW}$ 和 $f_{WW} \gg f_W$ 的两种情况做了完整的树图计算 [8]. 结果指出 (8) 式的过程是最灵敏的探测过程 (背景最小). 在 $115 \text{ GeV} \leq M_H \leq 300 \text{ GeV}$ 的范围内, 当 LHC 的积分亮度达到 300 fb^{-1} 时, 我们得到的能探测反常耦合的灵敏度为 [8]

$$1\sigma: \frac{f_W}{\Lambda^2} > 0.85 \text{ or } \frac{f_W}{\Lambda^2} < -1.0, \quad (9)$$

$$2\sigma: \frac{f_W}{\Lambda^2} \geq 1.2 \text{ or } \frac{f_W}{\Lambda^2} < -1.4;$$

$$1\sigma: \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} > 1.6 \text{ or } \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} < -1.6, \quad (10)$$

$$2\sigma: \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} > 2.2 \text{ or } \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} \leq -2.2.$$

我们看到这些值还远未达到 S -矩阵么正性要求的限 (6) 式. 所以在 LHC 上是有很大空间可以测到的.

由 (4) 式得到相应的探测反常耦合常数 $g_{HVV}^{(i)}$ 的灵敏度为 [8]

1σ :

$$\begin{aligned} g_{HWW}^{(1)} &> 0.022 \text{ or } g_{HWW}^{(1)} < -0.026, \\ g_{HZZ}^{(1)} &> 0.022 \text{ or } g_{HZZ}^{(1)} < -0.026, \\ g_{HZ\gamma}^{(1)} &> 0.012 \text{ or } g_{HZ\gamma}^{(1)} < -0.014, \\ g_{HWW}^{(2)} &> 0.083 \text{ or } g_{HWW}^{(2)} \leq -0.083, \\ g_{HZZ}^{(2)} &> 0.032 \text{ or } g_{HZZ}^{(2)} \leq -0.032, \\ g_{HZ\gamma}^{(2)} &> 0.018 \text{ or } g_{HZ\gamma}^{(2)} \leq -0.018, \end{aligned} \quad (11)$$

2σ :

$$\begin{aligned} g_{HWW}^{(1)} &\geq 0.031 \text{ or } g_{HWW}^{(1)} < -0.036, \\ g_{HZZ}^{(1)} &\geq 0.031 \text{ or } g_{HZZ}^{(1)} < -0.036, \\ g_{HZ\gamma}^{(1)} &\geq 0.017 \text{ or } g_{HZ\gamma}^{(1)} < -0.020, \\ g_{HWW}^{(2)} &> 0.11 \text{ or } g_{HWW}^{(2)} \leq -0.11, \\ g_{HZZ}^{(2)} &> 0.044 \text{ or } g_{HZZ}^{(2)} \leq -0.044, \\ g_{HZ\gamma}^{(2)} &> 0.024 \text{ or } g_{HZ\gamma}^{(2)} \leq -0.024. \end{aligned} \quad (12)$$

(13) 式中的灵敏度可以与文献 [12] 给出的通过 $W^+W^- \rightarrow H$ 的 Higgs 产生过程的灵敏度相比较. 文献 [12] 给出的在积分亮度为 100 fb^{-1} 情况下测量 $g_{HWW}^{(2)}$ 的灵敏度为 $g_{HWW}^{(2)} \geq 0.1 \text{ TeV}^{-1}$, 相当于在积分亮度为 300 fb^{-1} 情况下 1.7σ 的灵敏度, 这与我们 (13) 式中更高要求的 2σ 的灵敏度相当, 而我们的其他 $g_{HVV}^{(i)}$ 的灵敏都高于此值.

3 WW 散射半轻子衰变道的探测

纯轻子道需要的积分亮度, 300 fb^{-1} , 很高, 要 LHC 运行很多年后才能达到. 需要大积分亮度的原因是 W 玻色子的纯轻子衰变分支比很小使得散射截面小. 由于 $W \rightarrow jj$ 的分支比较大, 所以改进的办法是考虑末态 WW 的半轻子衰变道, 即一个 W 衰变成 $W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$, 另一个 W 衰变成 $W^- \rightarrow j_1 j_2$. 由于实验上无法分辨 $j_1 j_2$ 电荷的正负号, 所以我们实际上要研究的过程是

$$pp \rightarrow W^+ W^\pm j_1^f j_2^f \rightarrow l^+ \nu_l j_1 j_2 j_1^f j_2^f. \quad (13)$$

现在末态有 4 个喷注, 要区分信号和背景是很复杂的, 要对四个喷注施加运动学截断 (cuts). 实际上实验上看到的末态喷注与造成喷注的部分子的行为会

不相同. 一个部分子在运动过程中会不断辐射胶子形成部分子簇射, 这些簇射的粒子会由于强相互作用而互相联合形成一些喷注, 横动量大的喷注是实验能探测到的. 每个喷注还会强子化成一些强子, 这些强子还要衰变. 这比部分子层次的图像要复杂得多.

由于我们要在实际的喷注上施加截断, 计算必须在强子水平上进行. 在文献 [13] 中, 我们用 ALPGEN^[15] 来产生背景在部分子层次的事例, 用 PYTHIA^[16] 来把部分子事例强子化, 用 k_T ^[17] 算法来把强子末态重建为喷注. 在计算中我们采用 CTEQ6L^[18] 的部分子分布函数.

下面我们分析此过程的信号和背景的特征及如何施加运动学截断来压低背景.

我们的信号包括末态的一个由 W 衰变产生的在中心快速区的大横动量带电轻子 l^+ ($l^+ = e^+, \mu^+$), 一对由 W 玻色子衰变出的在相反中心快速区的大横动量喷注 $j_1 j_2$, 两个向前 (向后) 的喷注 $j_{f1} j_{f2}$ 和一个丢失的中微子. 由于 W 玻色子的动量很大, $j_1 j_2$ 基本上是沿 W 的方向运动, 大部分时间表现为一个大的喷注 J . 所以信号的末态可表现为 $l^+ + j_1 + j_2 + j_{f1} + j_{f2} + E_T$ 或 $l^+ + J + j_{f1} + j_{f2} + E_T$.

这个过程可能有以下背景:

(B1) 不可约背景: 指在部分子层次与信号具有相同末态的非信号过程. 它与信号有干涉, 必须放在一起计算以保证规范不变性.

(B2) 可约 QCD 背景 $pp \rightarrow W^+ Z jj \rightarrow l^+ \nu_l jjjj$: 由于探测器受到分辨率的限制而 M_Z 又与 M_W 很接近, 此过程容易被误判为信号.

(B3) 可约 QCD 背景 $pp \rightarrow W^+ jjj \rightarrow l^+ \nu_l jjj$: 其中一个 j 混淆信号的 J 另外的 jj 混淆 $j_{f1} j_{f2}$.

(B4) $t\bar{t}$ 背景 $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+ \bar{b} W^- b \rightarrow l^+ \nu_l jjj$: 这个 $t\bar{t}$ 产生过程会混淆我们的信号过程.

(B5) 喷注强子化产生轻子造成的背景:

$$pp \rightarrow W^+ jjj \rightarrow jjl^+ j_{f1} j_{f2} E_T, \quad (14)$$

$$pp \rightarrow Z jjj \rightarrow jjl^+ j_{f1} j_{f2} E_T, \quad (15)$$

$$pp \rightarrow jjjj \rightarrow l^+ J j_{f1} j_{f2} E_T, \quad (16)$$

$$pp \rightarrow jjjjj \rightarrow l^+ jjj j_{f1} j_{f2} E_T, \quad (17)$$

这里 l^+ 都是由喷注强子化后强子衰变产生的.

(B6) τ 轻子衰变为带电轻子造成的背景:

$$pp \rightarrow Z j \rightarrow \tau^+ \tau^- j \rightarrow l^+ J j_{f1} j_{f2} E_T, \quad (18)$$

$$pp \rightarrow Z jj \rightarrow \tau^+ \tau^- jj \rightarrow l^+ jj j_{f1} j_{f2} E_T, \quad (19)$$

$$pp \rightarrow W jjj \rightarrow \tau^+ \nu_\tau jjj \rightarrow l^+ jj j_{f1} j_{f2} E_T, \quad (20)$$

$$pp \rightarrow Z jjj \rightarrow \tau^+ \tau^- jjj \rightarrow l^+ jj j_{f1} j_{f2} E_T. \quad (21)$$

为了压低这些背景, 我们取以下的运动学截断:

(cut1) 探测器的基本条件: 根据 ATLAS 和 CMS 探测器的性能, 探测器只能在下列条件下探测粒子:

$$\begin{aligned} |\eta_l| < 2.5, \quad p_T(l) > 10 \text{ GeV}, \\ |\eta_j| < 4.5, \quad p_T(j) > 15 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (22)$$

对两个喷注不变质量的分辨率为

$$\Delta M_{jj} = \pm 15 \text{ GeV}. \quad (23)$$

(cut2) 轻子横动量截断: 图 2 给出轻子横动量的分布. 我们看到, 若取

$$p_T(l^+) > 200 \text{ GeV}, \quad (24)$$

则能最有效地保留信号, 压低不可约背景.

(cut3) 向前 (向后) 喷注应满足的截断^[19]:

$$p_T(j_{fi}) > 20 \text{ GeV}, \quad E(j_{fi}) > 300 \text{ GeV},$$

图 2 以 $f_{WW}/\Lambda^2 = 4 \text{ TeV}^{-2}$, $f_W = 0$ 为例的 $d\sigma/dp_T(W^+)$ 分布; 实线为信号与不可约背景之和, 虚线为不可约背景

Figure 2 $d\sigma/dp_T(W^+)$ distribution with $f_{WW}/\Lambda^2 = 4 \text{ TeV}^{-2}$, $f_W = 0$ as an example. The solid curve stands for the sum of signal and irreducible background; the dashed curve stands for irreducible background only.

$$\begin{aligned} 2.0 < |\eta(j_{fi})| < 4.5, \quad i = 1, 2, \\ \eta(j_{f1})\eta(j_{f2}) < 0. \end{aligned} \quad (25)$$

(cut4) J 应满足的截断: 由于 W^+ 与 $W^\pm$ 的横动量基本上互相匹配, l^+ 与 J 的横动量也基本上互相匹配. 所以我们要求

$$p_T(J) > 200 \text{ GeV}, \quad \eta(J)\eta(l^+) < 0, \quad (26)$$

并且 J 的不变质量 M_J 应当能重建出 M_W . 考虑到分辨率 (23) 式, 我们要求

$$65 \text{ GeV} < M_J < 95 \text{ GeV}, \quad (27)$$

(cut5) y 截断: 为了进一步压低可约 QCD 背景, 文献 [19] 提出了一种 y 截断办法 (y 的定义见文献 [17]). 我们的计算指出信号和可约 QCD 的 $\log(p_T \sqrt{y})$ 分布很不相同, 要求 [13]

$$1.6 < \log(p_T \sqrt{y}) < 2.0, \quad (28)$$

可以进一步压低可约 QCD 背景.

(cut6) 排除顶夸克事例: 在 B4 中 $t \rightarrow W^+b \rightarrow Jb$. 所以 b 喷注和 J 的不变质量 M_{Jb} 会重建出 m_t . 考虑到 m_t 的误差及探测器的分辨率 (23), 重建条件可取为

$$130 \text{ GeV} < M_{Jb} < 240 \text{ GeV}. \quad (29)$$

在进行数据分析时除掉所有满足 (29) 的事例就可以有效压低顶夸克背景 (B4).

(cut7) p_T 平衡: 在信号中所有末态粒子横动量之和应当为 0. 而在一些背景中由于有的探测不到的喷注带走了动量, 所以探测到的末态粒子的横动量之和会不为 0. 考虑到分辨率 (23), 我们可以施加横动量平衡条件

$$\sum_i p_T^i < \pm 15 \text{ GeV}, \quad (30)$$

来进一步压低背景.

(cut8) 排除微喷注: 我们的信号的末态中 $j_{fi}(i = 1, 2)$ 与 $W^\pm$ 衰变成的 J 之间不存在色交换. 而一些背景末态中的喷注间可能存在色交换而产生一些微喷注. 因此在数据分析时将中心快度区 $|\eta| < 2$ 中所有除 J 以外还含有微喷注的事例都排除就可以进一步压低背景.

计算指出这些截断确实能压低背景, 将信号突出出来. 在表 1 中我们以 $M_H = 115 \text{ GeV}$, $f_W/\Lambda^2 = 4 \text{ TeV}^{-2}$ 的情况为例来展现通过各种截断后信号及背景截面的变化.

表 1 $M_H = 115 \text{ GeV}$, $f_W/\Lambda^2 = 4 \text{ TeV}^{-2}$ 情况信号和背景截面 (以 fb 为单位) 在通过各个截断后的变化情况 [13]

Table 1 Variations of signal and background cross sections (in unit of fb) after each cut in the case of $M_H = 115 \text{ GeV}$, $f_W/\Lambda^2 = 4 \text{ TeV}^{-2}(\text{km})$

	cut1	cut2	cut3	cut4	cut5	cut6	cut7	cut8
信号 +B1	210.66	338.82	11.29	7.01	2.42	2.39	2.28	2.28
B1	34.55	36.08	9.44	4.12	1.29	1.27	1.26	1.26
B2	1431.67	36.93	2.40	0.12	2.7×10^{-2}	2.3×10^{-2}	5×10^{-4}	—
B3	2908923	9630.86	104.25	0.10	6.1×10^{-3}	4.7×10^{-3}	2×10^{-4}	—
B4	407776.84	2586.47	61.77	1.09	0.09	0.06	2×10^{-3}	—
B5 [(14)]	2525616	0	—	—	—	—	—	—
B5 [(15)]	511353	0	—	—	—	—	—	—
B5 [(16)]	3299949610	24566.5	0	—	—	—	—	—
B5 [(17)]	572442776	0	—	—	—	—	—	—
B6 [(18)]	417519	23.57	1.47	0	—	—	—	—
B6 [(19)]	151189	45.7752	0	—	—	—	—	—
B6 [(20)]	420936	224.356	44.8711	0	—	—	—	—
B6[(21)]	3525.88	0.818498	0.204625	0.102312	0	—	—	—

我们看到经过上述 8 种截断后, 剩下的只有不可约背景了, 其他背景都被有效地压低. 这里 cut8 没有起什么作用是因可约背景已经被前面的截断压光了.

在这样的计算中我们得到的在积分亮度为 100 fb^{-1} , $M_H = 115 \text{ GeV}$ 情况下的探测灵敏度为 (单位为 TeV^{-2}):

$$\begin{aligned}
 1\sigma: & f_W/\Lambda^2 < -2.0 \text{ or } f_W/\Lambda^2 > 1.2, \\
 & f_{WW}/\Lambda^2 < -0.4 \text{ or } f_{WW}/\Lambda^2 > 0.8, \\
 2\sigma: & f_W/\Lambda^2 < -2.2 \text{ or } f_W/\Lambda^2 > 1.6, \\
 & f_{WW}/\Lambda^2 < -1.1 \text{ or } f_{WW}/\Lambda^2 > 1.1, \\
 3\sigma: & f_W/\Lambda^2 < -2.4 \text{ or } f_W/\Lambda^2 > 1.9, \\
 & f_{WW}/\Lambda^2 < -1.5 \text{ or } f_{WW}/\Lambda^2 > 1.3.
 \end{aligned} \quad (31)$$

这与纯轻子道的灵敏度 (9) 和 (10) 相当, 但所需积分亮度减小了 3 倍. 与纯轻子道不同, 现在对 f_{WW}/Λ^2 的探测比对 f_W/Λ^2 的更灵敏. 这是因为在半轻子到我们同时考虑了 $W^+ \rightarrow j_1 j_2$ 和 $W^- \rightarrow j_1 j_2$ 且采用了更有针对性的截断来压低背景.

半轻子道的最大好处是截面大, 达到 1 fb^{-1} 的量级. 所以对 100 fb^{-1} 的积分亮度来说, 实验上可以测到上百个事例. 这使得有可能去测量事例数随 $p_T(l^+)$ 的分布. 图 3 画出了对不同 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 值事例数的 $p_T(l^+)$ 分布. 我们看到三种不同取值的分布明显不同, 尤其是在 $p_T(l^+) \sim 200 \text{ GeV}$ 的区域.

这使得在实验上有可能在获得截面和事例数随 $p_T(l^+)$ 分布的数据后, 在一定的误差下, 分别确定出 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 的值. 如果在做这个实验时 LHC 还没有发现其他新物理信号, 则这组 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 的数据可以作为寻找真正反映自然界的新物理模型的线索, 即可以从理论上探索什么模型可以贡献出实验测到的这组 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 .

(31) 式给出的是较高探测灵敏度的限. 如果自然界的 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 在此限与 (6) 式的么正性限之间, 则 LHC 可以在 100 fb^{-1} 的积分亮度下测到它们. 自然界实际的 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 也有可能高于 (31) 式的限, 因此实验可能在更低的积分亮度下就能测到非 0 的反常耦合. 例如在 50 fb^{-1} 的积分亮度下

图 3 $m_H = 115 \text{ GeV}$, 积分亮度为 100 fb^{-1} 情况下不同 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 取值时事例数随 $p_T(l^+)$ 的分布

Figure 3 Number of events versus $p_T(l^+)$ for various values of f_W/Λ^2 and f_{WW}/Λ^2 in the case of $m_H = 115 \text{ GeV}$ for an integrated luminosity of 100 fb^{-1} .

探测灵敏度为 (单位为 TeV^{-2})

$$\begin{aligned}
 1\sigma: & f_W/\Lambda^2 \leq -3.5 \text{ or } f_W/\Lambda^2 \geq 1.3, \\
 & f_{WW}/\Lambda^2 \leq -0.9 \text{ or } f_{WW}/\Lambda^2 \geq 0.8, \\
 3\sigma: & f_W/\Lambda^2 < -4.5 \text{ or } f_W/\Lambda^2 > 2.4, \\
 & f_{WW}/\Lambda^2 < -2.0 \text{ or } f_{WW}/\Lambda^2 > 1.5.
 \end{aligned} \quad (32)$$

如果自然界的 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 高于此限, 则实验可以在积分亮度达到 50 fb^{-1} 左右时就开始进行测量, 这是令人鼓舞的. 当然, 我们的计算只计及统计误差而没有包括与实验进行细节有关的系统误差. 后者需要实验家去确定.

4 结论

探测 Higgs 玻色子的反常规范耦合是不依赖于具体模型且无遗漏地探测超出标准模型的新物理效应的有效办法. 我们提出了在 LHC 上通过 WW 散射过程来探测的灵敏方法. 这种探测的灵敏度优于通常的通过 Higgs 玻色子的产生过程的探测. 在这种探测中通过 WW 散射的半轻子道的探测尤为有利. 我们在强子水平的 Monte Carlo 计算指出达到 (31) 式的灵敏度的探测需要 100 fb^{-1} 的积分亮度. 如果自然界

实际上的 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 高于 (31) 式给出的限, 则实验可以在更低的积分亮度, 比如 50 fb^{-1} 左右, 就开始进行测量. 测到非 0 的反常规范耦合就意味着已经发现了新物理效应.

半轻子探测道的截面大, 使得实验有可能测量事例数随 $p_T(l^+)$ 的分布. 这样, 在实验上就有可能在获

得截面和事例数随 $p_T(l^+)$ 分布的数据后, 在一定的误差下, 分别确定出 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 的值. 如果在做这个实验时 LHC 还没有发现其他新物理信号, 则这组 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 的数据可以作为寻找真正反映自然界的新物理模型的线索, 即从理论上探索什么模型可以贡献出实验测到的这组 f_W/Λ^2 和 f_{WW}/Λ^2 .

参考文献

- 1 Nakamura K, Hagiwara K, Hikasa K, et al. (Particle Data Group) Review of particle physics. J Phys G, 2010, 37, 075021: 1–1442
- 2 Goebel M. Status of the global fit to electroweak precisions data. arXive: 1012.1331 (hep-ph)
- 3 CERN Bulletin, Feb. 8, 2010; CERN Bulletin, Jan 31, 2011. <http://public.web.cern.ch/public/>
- 4 Hagiwara K, Ishihara S, Szalapski R, et al. Low energy effects of new interactions in the electroweak boson sector. Phys Rev D, 1993, 48: 2182–2203
- 5 Buchmüller W, Wyler D. Effective Lagrangian analysis of new interactions and flavor conservation. Nucl Phys B, 1986, 268: 621–653; Burges C J C, Schnitzer H J. Virtual effects of excited quarks as probes of a possible new hadronic mass scale. Nucl Phys B, 1983, 228: 464–500; Leung C N, Love S T, Rao S. Low energy manifestations of new interaction scale: Operator analysis. Z Phys C, 1986, 31: 433–437
- 6 Gonzalez-Garcia M C. Anomalous Higgs couplings. Int J Mod Phys A, 1998, 14: 3121–3156
- 7 Chivukula R S, Koulovassilopoulos V. Phenomenology of a non-standard Higgs. Phys Lett B, 1993, 309: 371–377
- 8 Zhang B, Kuang Y P, He H J, et al. Testing anomalous gauge couplings of the Higgs boson via weak-boson scatterings at the CERN LHC. Phys Rev D, 2003, 67: 114024
- 9 Barger V, Han T, Langacker P, et al. Effects of genuine dimension-six Higgs operators. Phys Rev D, 2003, 67: 115001
- 10 Gounaris G J, Layssac J, Renard F M. Unitarity constraints for transverse gauge bosons at LEP and supercolliders. Phys Lett B, 1994, 332: 146–152; Gounaris G J, Layssac J, Pascalis J E, et al. Unitarity constraints for new physics induced by dim-6 operators. Z Phys C, 1995, 66: 619–632
- 11 Éboli O J P, Gonzalez-Garcia M C, Lietti S M, et al. Probing intermediate mass Higgs interactions at the CERN Large Hadron Collider. Phys Lett B, 2000, 478: 199–207; de Campos F, Gonzalez-Garcia M C, Lietti S M, et al. Testing anomalous Higgs couplings in triple photon production at the Tevatron collider. Phys Lett B, 1998, 435: 407–412
- 12 Plehn T, Rainwater D, Zeppenfeld D. Determining the structure of Higgs couplings at the LHC. Phys Rev Lett, 2002, 88: 051801
- 13 Qi Y H, Kuang Y P, Liu B J, et al. Anomalous gauge couplings of the Higgs boson at the CERN LHC: Semileptonic mode of WW scatterings. Phys Rev D, 2009, 79: 055010; Erratum: *ibid.* 2010, 82: 119902E
- 14 Bagger J, Barger V, Cheung K, et al. The strongly interacting WW system: Gold plated modes. Phys Rev D, 1994, 49: 1246–1264; Bagger J, Barger V, Cheung K, et al. CERN LHC analysis of the strongly interacting W W system: Gold plated modes. *ibid.* 1995, 52: 3878–3889
- 15 Seymour M H. Searches for new particles using cone and cluster jet algorithms: A Comparative study. Z Phys C, 1994, 62: 127–138
- 16 Sjöstrand T, Edén P, Friberg C, et al. High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1. Comput Phys Commun, 2001, 135: 238–259
- 17 Cantani S, Dokshitzer Y L, Seymour M H, et al. Longitudinally invariant $K(t)$ clustering algorithms for hadron hadron collisions. Nucl Phys B, 1993, 406: 187–224
- 18 Pumplin J, Stump D R, Huston J, et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. J High Energy Phys, 07: 012
- 19 Butterworth J M, Cox B E, Forshaw J R. WW scattering at the LHC. Phys Rev D, 2002, 65: 096014

Testing anomalous gauge couplings of the Higgs Boson at the LHC

KUANG YuPing*

Center for High Energy Physics and Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China

Testing anomalous couplings of the Higgs boson is an effective, model-independent, and no-lose way of probing new physics beyond the standard model. Testing the anomalous gauge couplings of the Higgs boson is of special importance since it is related to the mechanism of electroweak symmetry breaking. We have proposed a sensitive way of testing the anomalous gauge couplings of the Higgs boson via WW scatterings at the LHC. In this short paper, we briefly review the physics and conclusions of this kind of test.

Higgs boson, anomalous gauge couplings, WW scattering, LHC

PACS: 12.60.Fr, 11.15.Ex, 14.80.Cp

doi: 10.1360/132011-217