

МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТОВ CP -НАРУШЕНИЯ В РАСПАДАХ ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА НА ПАРУ W - и Z -БОЗОНОВ

В. А. Ковальчук*

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
61108, Харьков, Украина

Поступила в редакцию 20 мая 2008 г.

Исследованы эффекты нарушения CP - и T -инвариантности при наиболее общем взаимодействии хиггсовского бозона с промежуточными векторными W^\pm - и Z -бозонами. Вычислены различные угловые распределения каскадных процессов распада $\Phi \rightarrow W^+W^-/ZZ \rightarrow 4$ фермиона в спиральной и поперечной системах, построены асимметрии и оценены их величины. Показано, что для измерения пространственной четности хиггсовского бозона эффективным будет изучение азимутального углового распределения процесса $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$ в поперечной системе.

PACS: 11.30.Eg, 12.60.Fr, 14.80.Bn, 14.80.Cp

1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск хиггсовского бозона является одной из главных задач современных и будущих высокоэнергетических коллайдеров. После обнаружения хиггсовского бозона необходимо будет установить его свойства. Основными свойствами любой элементарной частицы являются ее масса, спин, CP -четность и характер ее взаимодействия с другими частицами. Ясно, что установления этих свойств потребуют значительно большей статистики по сравнению с той, которая будет необходима для открытия новой частицы.

В Стандартной Модели (СМ) хиггсовский бозон H является состоянием с $J^{CP} = 0^{++}$. Однако существует много моделей, например, суперсимметричные расширения СМ с более сложной структурой хиггсовского сектора. Так, например, в модели минимального суперсимметричного расширения СМ (MSSM) содержатся три нейтральных хиггсовских бозона, из которых два CP -четные (h , H) и один CP -нечетный (A), и два заряженных бозона (H^\pm) (см., например, [1]). Хотя в MSSM CP -инвариантность не может быть спонтанно нарушена самодействием хиггсовских полей на дре-

весном уровне, CP -нарушение может быть индуцировано однопетлевыми поправками к хиггсовскому потенциалу [2]. В результате три физических нейтральных хиггсовских бозона не будут иметь определенной CP -четности. В моделях с неминимальным хиггсовским сектором, например, в наиболее общей модели взаимодействия двух дублетов хиггсовских полей (см., например, [3]), а также в суперсимметричных моделях с дополнительным синглетом скалярных полей (см., например, [4, 5]) хиггсовский сектор может содержать источники CP -нарушения. Таким образом, определение CP -свойств хиггсовского бозона будет важным этапом в исследовании механизма, который нарушает электрослабую симметрию и порождает массы известных фундаментальных частиц.

Другой важной проблемой в физике элементарных частиц является происхождение нарушения CP -симметрии. В СМ источником нарушения CP -симметрии в слабых взаимодействиях является наличие неустранимой фазы в матрице смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (ККМ) [6]. Существующие экспериментальные данные свидетельствуют в пользу того, что ККМ-фаза является преобладающим источником нарушения CP -симметрии в процессах с изменением аромата. Тем не менее, модельные вычисления показывают, что CP -нарушение,

*E-mail: koval@kipt.kharkov.ua

присутствующее в СМ, слишком мало, чтобы объяснить асимметрию между веществом и антивеществом во Вселенной [7]. Поэтому должны быть источники нарушения CP -симметрии вне ККМ-механизма.

Возможно, что эффекты CP -нарушения в хиггсовском секторе будут обнаружены при исследовании низкоэнергетических процессов (например, в распадах K - и B -мезонов или при поиске электрического дипольного момента нейтрона). Однако отсутствие таких эффектов при низкой энергии не обязательно будет означать, что эффекты CP -нарушения в хиггсовском секторе должны отсутствовать. Может оказаться, что CP -нарушающие эффекты в хиггсовском секторе, могут быть непосредственно обнаружены только при исследовании процессов образования и распада хиггсовских бозонов.

Для изучения CP -свойств хиггсовского бозона можно использовать характерные особенности дифференциального сечения его образования и/или угловые и энергетические распределения продуктов его распада. Мы рассмотрим распад хиггсовского бозона на пару промежуточных векторных ($W^- W^+$ или $Z Z$) бозонов, которые последовательно распадаются на пары нетождественных фермионов (лептонов или кварков):

$$\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2) (f_3 \bar{f}_4), \quad (1)$$

где здесь и далее Φ — общее обозначение хиггсовского бозона, который не имеет определенной CP -четности, при этом H — CP -четный, а A — CP -нечетный хиггсовские бозоны.

Каскадный процесс распада H -бозона

$$H \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+) \quad (2)$$

имеет исключительно важное значение в физической программе исследований на большом адронном коллайдере (ЛНС) ЦЕРНа (при массах хиггсовского бозона $M > 2M_Z$, M — масса Φ -бозона, M_Z — масса Z -бозона, когда Z -бозон образуется на массовой поверхности) как для измерения массы хиггсовского бозона, так и для определения величины его спина и пространственной четности [8–10]. Кроме того, изучение угловых распределений продуктов распада (2) позволит исследовать проявление возможного CP -нарушения в распаде $H \rightarrow Z Z$ [11, 13].

Угловые распределения продуктов распада (1) анализировались в работах [8–13] в спиральной системе (см. ниже рис. 1), причем было использовано представление амплитуды распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ с помощью инвариантных амплитуд. Однако для

исследования структуры трехбозонных $\Phi W^+ W^-$ и $\Phi Z Z$ -вершин и изучения эффектов CP -нарушения в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ наиболее удобно представить амплитуду этого распада через линейно поляризованные (или поперечно поляризованные) состояния промежуточных векторных бозонов, потому что они являются собственными функциями оператора пространственной инверсии, а их билинейные комбинации имеют явный физический смысл: они являются компонентами поляризации и коэффициентами корреляции между различными поляризационными состояниями векторных бозонов. Отметим также, что анализ в поперечной системе был развит для исследования эффектов CP -нарушения в распадах B -мезонов на пару векторных мезонов [14].

В настоящей работе мы рассмотрим наиболее общую структуру взаимодействия хиггсовского Φ -бозона с нулевым спином с двумя векторными ($W^- W^+$ и $Z Z$) бозонами и проанализируем, при каких условиях возможно наблюдение эффектов CP -нарушения в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$. Мы представим явные аналитические выражения для угловых распределений процесса (1) в спиральной (рис. 1) и в поперечной (рис. 6) системах, причем амплитуда распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ будет представлена в поперечном базисе. Сравнение этих распределений с экспериментальными данными позволяет восстановить структуру трехбозонных $\Phi W^+ W^-$ и $\Phi Z Z$ -вершин. Полученные результаты могут быть также использованы для определения пространственной четности хиггсовского бозона и поиска эффектов нарушения CP - и T -инвариантности в распадах $\Phi \rightarrow V_1 V_2$.

2. АМПЛИТУДА РАСПАДА $\Phi \rightarrow V_1 V_2$

Рассмотрим распад хиггсовского Φ -бозона с нулевым спином на пару векторных ($W^- W^+$ или $Z Z$) бозонов,

$$\Phi(p) \rightarrow V_1(p_1, \epsilon_1) V_2(p_2, \epsilon_2),$$

где p_1, p_2 — 4-импульсы, ϵ_1, ϵ_2 — 4-векторы поляризации векторных V_1 - и V_2 -бозонов. Наиболее общая ковариантная амплитуда для этого распада имеет вид

$$\mathcal{A}(\Phi \rightarrow V_1 V_2) = g_V \left(a \epsilon_1^* \cdot \epsilon_2^* + \frac{b}{M^2} (\epsilon_1^* \cdot p) (\epsilon_2^* \cdot p) + i \frac{c}{M^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\mu q^\nu \epsilon_1^{*\rho} \epsilon_2^{*\sigma} \right), \quad (3)$$

где p — 4-импульс Φ -бозона, $q = p_1 - p_2$, $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ — полностью антисимметричный тензор с $\varepsilon_{0123} = 1$, a , b , c — инвариантные амплитуды.

В рамках СМ $a = 1$ и $b = c = 0$. Для распада псевдоскалярного состояния имеем $c \neq 0$ и $a = b = 0$. Если в выражении (3) будут присутствовать величина c и хотя бы одна из величин a или b , то хиггсовский бозон не будет иметь определенной пространственной четности.

В общем случае амплитуда распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ зависит от величин a , b и c , которые могут появляться вследствие петлевых поправок или как проявление «новой физики» на ТЭВном масштабе, т. е. вследствие учета операторов высших размерностей [15, 16]. Величины a , b и c могут быть комплексными и могут содержать два типа фаз: CP -сохраняющие и CP -нарушающие фазы. Отметим, что CP -сохраняющие фазы могут возникнуть из-за взаимодействия в конечном состоянии, которое инвариантно относительно CP -преобразований, в то время как CP -нарушающие фазы могут возникнуть из-за комплексных параметров входящих в потенциал взаимодействия скалярных полей [2, 17]. Кроме того, в инвариантные амплитуды a , b и c распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ могут давать вклад несколько амплитуд a_k , b_k и c_k , соответственно. В результате мы можем представить инвариантные амплитуды в виде

$$\begin{aligned} a &= \sum_k |a_k| e^{i\phi_{a_k}} e^{i\delta_{a_k}}, \\ b &= \sum_k |b_k| e^{i\phi_{b_k}} e^{i\delta_{b_k}}, \\ c &= \sum_k |c_k| e^{i\phi_{c_k}} e^{i\delta_{c_k}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где ϕ_{a_k} , ϕ_{b_k} и ϕ_{c_k} — CP -нарушающие фазы, а δ_{a_k} , δ_{b_k} и δ_{c_k} — CP -сохраняющие фазы. Используя CPT -инвариантность, матричный элемент для зарядово-сопряженного распада

$$\bar{\Phi}(p) \rightarrow \bar{V}_1(p_1, \epsilon_1) \bar{V}_2(p_2, \epsilon_2)$$

можно представить в виде

$$\begin{aligned} A(\bar{\Phi} \rightarrow \bar{V}_1 \bar{V}_2) &= g_V \left(\bar{a} \epsilon_1^* \cdot \epsilon_2^* + \frac{\bar{b}}{M^2} (\epsilon_1^* \cdot p)(\epsilon_2^* \cdot p) - \right. \\ &\quad \left. - i \frac{\bar{c}}{M^2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\mu q^\nu \epsilon_1^{*\rho} \epsilon_2^{*\sigma} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где \bar{a} , \bar{b} и \bar{c} могут быть получены из a , b и c путем изменения знака CP -нарушающих фаз. Отметим, что если распад $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ инвариантен относительно CP -симметрии, то $\bar{a} = a$, $\bar{b} = b$ и $\bar{c} = c$. С другой

стороны, если все CP -сохраняющие фазы инвариантных амплитуд равны нулю, то $\bar{a} = a^*$, $\bar{b} = b^*$ и $\bar{c} = c^*$.

Распад Φ -бозона с нулевым спином на пару векторных бозонов $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ описывается тремя амплитудами. Чтобы легче было извлечь из распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ CP -нечетные и CP -четные или \tilde{T} -нечетные и \tilde{T} -четные компоненты (где \tilde{T} обозначает «наивное» обращение времени, когда обращаются импульс и спин частицы, но не изменяются начальное и конечное состояния), удобно записать амплитуду этого распада через линейно поляризованные (или поперечно поляризованные) состояния. В системе покоя V_1 -бозона амплитуда этого распада может быть разложена на компоненты, соответствующие продольной (A_0) и поперечной относительно направления движения поляризации конечных векторных бозонов. При этом поперечную компоненту можно разложить на параллельную (A_{\parallel}) или перпендикулярную (A_{\perp}). Таким образом, амплитуду распада

$$\Phi(p) \rightarrow V_1(p_1, \epsilon_1) V_2(p_2, \epsilon_2)$$

можно записать в виде

$$\begin{aligned} A(\Phi \rightarrow V_1 V_2) &= g_V \left(\frac{A_0}{x} \epsilon_1^{*L} \epsilon_2^{*L} - \frac{A_{\parallel}}{\sqrt{2}} \epsilon_1^{*T} \cdot \epsilon_2^{*T} - \right. \\ &\quad \left. - i \frac{A_{\perp}}{\sqrt{2}} \epsilon_1^{*T} \times \epsilon_2^{*T} \cdot \hat{\mathbf{p}} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

и аналогично для зарядово-сопряженного распада $\bar{\Phi}(p) \rightarrow \bar{V}_1 \bar{V}_2$ с заменой $A_{\lambda} \rightarrow \bar{A}_{\lambda}$, где $\lambda = 0, \parallel, \perp$. В выражении (6) $\hat{\mathbf{p}}$ — единичный вектор вдоль направления движения V_2 -бозона в системе покоя V_1 -бозона,

$$\epsilon_i^{*L} \equiv \epsilon_i^* \cdot \hat{\mathbf{p}}, \quad \epsilon_i^{*T} = \epsilon_i^* - \epsilon_i^{*L} \hat{\mathbf{p}}, \quad i = 1, 2,$$

$$x \equiv \gamma^2(1 + \beta^2),$$

$\gamma \equiv 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ — лоренц-фактор, $\beta \equiv \sqrt{1 - 4x_V}$ — скорость векторных бозонов в системе покоя хиггсовского бозона, $x_V \equiv M_V^2/M^2$, M_V — масса векторных бозонов. Амплитуда A_{\perp} является P -нечетной, тогда как амплитуды A_0 и A_{\parallel} — P -четными. Амплитуды A_{λ} связаны с инвариантными амплитудами распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ соотношениями

$$\begin{aligned} A_0 &= -\gamma^2(a(1 + \beta^2) + b\beta^2), \\ A_{\parallel} &= \sqrt{2}a, \quad A_{\perp} = \sqrt{2}\beta c. \end{aligned} \quad (7)$$

Если распад $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ инвариантен относительно CP -преобразований, т. е. при $\phi_{a_k} = \phi_{b_k} = \phi_{c_k} = 0$, то

$$\bar{A}_0 = A_0, \quad \bar{A}_{\parallel} = A_{\parallel}, \quad \bar{A}_{\perp} = -A_{\perp}.$$

Отметим, что в случае отсутствия взаимодействия в конечном состоянии, т. е. при $\delta_{a_k} = \delta_{b_k} = \delta_{c_k} = 0$, получаем

$$\bar{\mathcal{A}}_0 = \mathcal{A}_0^*, \quad \bar{\mathcal{A}}_{\parallel} = \mathcal{A}_{\parallel}^*, \quad \bar{\mathcal{A}}_{\perp} = -\mathcal{A}_{\perp}^*.$$

Мы нормируем парциальные ширины для трех независимых поляризационных состояний таким образом, что

$$\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2) = \frac{G_F M^3}{2\sqrt{2}\pi} \times \delta_V x_V^2 \left(|\mathcal{A}_0|^2 + |\mathcal{A}_{\parallel}|^2 + |\mathcal{A}_{\perp}|^2 \right) \beta, \quad (8)$$

где $\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2)$ — ширина распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$, $\delta_W = 1$ для $V_1 V_2 = W^+ W^-$ и $\delta_Z = 1/2$ для $V_1 V_2 = Z Z$. Отметим, что в СМ амплитуды \mathcal{A}_{λ} имеют простой вид:

$$\mathcal{A}_0 = -\gamma^2(1 + \beta^2), \quad \mathcal{A}_{\parallel} = \sqrt{2}, \quad \mathcal{A}_{\perp} = 0. \quad (9)$$

Явное выражение для углового распределения продуктов распада (1) зависит от системы координат. Мы представим эти выражения в двух системах: в спиральной и в поперечной, причем для обеих систем в качестве амплитуды распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ будет использоваться ее выражение в поперечном базисе (6).

3. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ РАСПАДА $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ В СПИРАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

В спиральной системе, которая показана на рис. 1, угловое распределение процесса (1) может быть представлено в виде функции от углов θ_1, θ_2 и ϕ (θ_1 (θ_2) — угол между направлением движения f_1 (f_3)-фермиона в системе покоя V_1 (V_2)-бозона и направлением движения V_1 (V_2)-бозона в системе покоя Φ -бозона, ϕ — азимутальный угол между плоскостями распадов $V_1 \rightarrow f_1 + f_2$ и $V_2 \rightarrow f_3 + f_4$ в системе

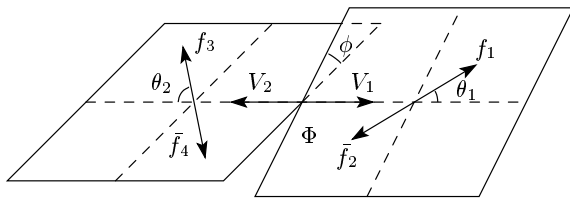


Рис. 1. Определение спиральных углов θ_1, θ_2 и ϕ для распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$. Конечные состояния $f_1 \bar{f}_2$ ($f_3 \bar{f}_4$) показаны в системе покоя V_1 (V_2)

покоя Φ -бозона). В этой системе угловое распределение распада (1) имеет вид

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d^3\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2)(f_3 \bar{f}_4))}{d \cos \theta_1 d \cos \theta_2 d\phi} = \frac{9}{128\pi} \left(4R_L \times \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 + R_{\parallel} \left((1 + \cos^2 \theta_1)(1 + \cos^2 \theta_2) + \sin^2 \theta_1 \times \sin^2 \theta_2 \cos 2\phi + 4A_f A_{f'} \cos \theta_1 \cos \theta_2 \right) + R_{\perp} \left((1 + \cos^2 \theta_1)(1 + \cos^2 \theta_2) - \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \cos 2\phi + 4A_f A_{f'} \cos \theta_1 \times \cos \theta_2 \right) - 2\xi_{\parallel} \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \sin 2\phi + 4\sqrt{2} (\xi_{\parallel 0} \cos \phi - \xi_{\perp 0} \sin \phi) (A_f A_{f'} + \cos \theta_1 \cos \theta_2) \sin \theta_1 \sin \theta_2 - 4\sqrt{2} (\zeta_{\perp 0} \times \cos \phi - \zeta_{\parallel 0} \sin \phi) (A_f \cos \theta_2 + A_{f'} \cos \theta_1) \sin \theta_1 \sin \theta_2 - 4\zeta_{\perp \parallel} \left(A_f (1 + \cos^2 \theta_2) \cos \theta_1 + A_{f'} (1 + \cos^2 \theta_1) \cos \theta_2 \right) \right), \quad (10)$$

где

$$A_f = A_{f'} = 1$$

для распада

$$\Phi \rightarrow W^- W^+ \rightarrow (f_1 \bar{f}_2) (f_3 \bar{f}_4),$$

а для распада

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (f \bar{f}) (f' \bar{f}') \quad (f \equiv f_1, \quad f' \equiv f_3)$$

мы имеем

$$A_f \equiv \frac{2g_V^f g_A^f}{(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2}, \quad A_{f'} \equiv \frac{2g_V^{f'} g_A^{f'}}{(g_V^{f'})^2 + (g_A^{f'})^2}.$$

Векторная g_V^f и аксиально-векторная g_A^f константы равны

$$g_V^f \equiv t_{3L}(f) - 2Q(f) \sin^2 \theta_W, \quad g_A^f \equiv t_{3L}(f),$$

где $t_{3L}(f)$ — проекция слабого изоспина f -фермиона, $Q(f)$ — заряд f -фермиона в единицах электрического заряда позитрона. Таким образом, угловой анализ распада (1) позволяет измерить наблюдаемые $R_L, R_{\parallel}, R_{\perp}, \xi_{\parallel 0}, \xi_{\perp 0}, \xi_{\perp \parallel}, \zeta_{\parallel 0}, \zeta_{\perp 0}$ и $\zeta_{\perp \parallel}$. Эти наблюдаемые выражаются через линейно поляризационные амплитуды $\mathcal{A}_0, \mathcal{A}_{\parallel}, \mathcal{A}_{\perp}$ как

$$R_L \equiv \frac{|\mathcal{A}_0|^2}{\sum_{\lambda=0,\parallel,\perp} |\mathcal{A}_{\lambda}|^2}, \quad R_{\parallel} \equiv \frac{|\mathcal{A}_{\parallel}|^2}{\sum_{\lambda} |\mathcal{A}_{\lambda}|^2},$$

$$R_{\perp} \equiv \frac{|\mathcal{A}_{\perp}|^2}{\sum_{\lambda} |\mathcal{A}_{\lambda}|^2},$$

$$\xi_{\perp i} \equiv \frac{\text{Im}(\mathcal{A}_{\perp} \mathcal{A}_i^*)}{\sum_{\lambda} |\mathcal{A}_{\lambda}|^2}, \quad \xi_{\parallel 0} \equiv \frac{\text{Re}(\mathcal{A}_{\parallel} \mathcal{A}_0^*)}{\sum_{\lambda} |\mathcal{A}_{\lambda}|^2},$$

$$\zeta_{\perp i} \equiv \frac{\text{Re}(\mathcal{A}_{\perp} \mathcal{A}_i^*)}{\sum_{\lambda} |\mathcal{A}_{\lambda}|^2}, \quad \zeta_{\parallel 0} \equiv \frac{\text{Im}(\mathcal{A}_{\parallel} \mathcal{A}_0^*)}{\sum_{\lambda} |\mathcal{A}_{\lambda}|^2}, \quad (11)$$

где $i = 0, \parallel$.

Аналогично, угловое распределение для зарядово-сопряженного распада дается уравнением (10) с заменой $\mathcal{A}_{\lambda} \rightarrow \bar{\mathcal{A}}_{\lambda}$, а выражения для наблюдаемых $\bar{R}_L, \bar{R}_{\parallel}, \bar{R}_{\perp}, \bar{\xi}_{\parallel 0}, \bar{\xi}_{\perp 0}, \bar{\xi}_{\perp \parallel}, \bar{\zeta}_{\parallel 0}, \bar{\zeta}_{\perp 0}$ и $\bar{\zeta}_{\perp \parallel}$ — равенствами (11) с заменой $\mathcal{A}_{\lambda} \rightarrow \bar{\mathcal{A}}_{\lambda}$.

Наблюдаемые $R_L, R_{\parallel}, R_{\perp}, \xi_{\parallel 0}, \xi_{\perp i}, \zeta_{\parallel 0}$ и $\zeta_{\perp i}$, являющиеся коэффициентами при динамических переменных, можно классифицировать согласно свойствам этих переменных относительно P -инверсии пространственных координат и «наивного» \tilde{T} -обращения времени. В результате наблюдаемые $R_L, R_{\parallel}, R_{\perp}$ и $\xi_{\parallel 0}$ будут P -четными и \tilde{T} -четными, $\xi_{\perp 0}$ и $\xi_{\perp \parallel}$ — P -нечетными и \tilde{T} -нечетными, $\zeta_{\parallel 0}$ — P -четной и \tilde{T} -нечетной, $\zeta_{\perp 0}$ и $\zeta_{\perp \parallel}$ — P -нечетными и \tilde{T} -четными. Для распада B -мезонов на пару векторных мезонов классификация свойств наблюдаемых по отношению к инверсии пространственных координат и «наивного» обращения времени была выполнена в работе [18].

Рассмотрим условия, когда возможно наблюдение CP -нарушения. Существуют три типа наблюдаемых, измерив которые можно обнаружить CP -нарушение. Во-первых, это парциальные ширины Γ и $\bar{\Gamma}$, во-вторых, CP -четные наблюдаемые, а именно, $R_L, R_{\parallel}, R_{\perp}, \xi_{\parallel 0}$ и $\zeta_{\parallel 0}$, в-третьих, CP -нечетные наблюдаемые — $\xi_{\perp 0}, \xi_{\perp \parallel}, \zeta_{\perp 0}$ и $\zeta_{\perp \parallel}$. Если распад $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ инвариантен относительно CP -преобразований, то эти наблюдаемые величины должны удовлетворять следующим условиям:

$$\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2) = \bar{\Gamma}(\bar{\Phi} \rightarrow \bar{V}_1 \bar{V}_2), \quad (12)$$

$$\bar{R}_L = R_L, \quad \bar{R}_{\parallel} = R_{\parallel}, \quad \bar{R}_{\perp} = R_{\perp},$$

$$\bar{\xi}_{\parallel 0} = \xi_{\parallel 0}, \quad \bar{\zeta}_{\parallel 0} = \zeta_{\parallel 0}, \quad (13)$$

$$\bar{\xi}_{\perp 0} = -\xi_{\perp 0}, \quad \bar{\xi}_{\perp \parallel} = -\xi_{\perp \parallel},$$

$$\bar{\zeta}_{\perp 0} = -\zeta_{\perp 0}, \quad \bar{\zeta}_{\perp \parallel} = -\zeta_{\perp \parallel}. \quad (14)$$

Любое отклонение от этих условий будет указывать на CP -нарушение. Однако, если в (4) все CP -нарушающие фазы будут иметь одинаковое значение, то условия (12)–(14) также будут выполняться. С другой стороны, если в (4) все CP -сохраняющие фазы будут иметь одинаковое или нулевое значение, то будут выполняться условия

$$\bar{R}_L = R_L, \quad \bar{R}_{\parallel} = R_{\parallel}, \quad \bar{R}_{\perp} = R_{\perp},$$

$$\bar{\xi}_{\parallel 0} = \xi_{\parallel 0}, \quad \bar{\zeta}_{\parallel 0} = -\zeta_{\parallel 0}, \quad (15)$$

$$\bar{\xi}_{\perp 0} = \xi_{\perp 0}, \quad \bar{\xi}_{\perp \parallel} = \xi_{\perp \parallel},$$

$$\bar{\zeta}_{\perp 0} = -\zeta_{\perp 0}, \quad \bar{\zeta}_{\perp \parallel} = -\zeta_{\perp \parallel} \quad (16)$$

и о CP -нарушении будут свидетельствовать только отклонения величин $\xi_{\perp 0}, \xi_{\perp \parallel}$ и $\zeta_{\parallel 0}$. Фактически, в отсутствие взаимодействия в конечном состоянии ненулевое значение $\zeta_{\parallel 0}$ или $\xi_{\perp i}$ будет указывать на нарушение T -инвариантности. Учет радиационных поправок к распаду $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$ лептона в рамках СМ показал, что обычно они составляют несколько процентов к ширине распада и возрастают с ростом массы хиггсовского бозона, достигая 8% при массе $M \sim 500$ ГэВ [19]. Таким образом, только в случае, когда в формулах (4) две или более CP -нарушающих фаз будут иметь различные значения и некоторые из CP -сохраняющих фаз будут иметь ненулевые значения, будет возможно наблюдение CP -нарушения для всех наблюдаемых.

После открытия хиггсовского бозона необходимо будет исследовать структуру $\Phi W^- W^+$ - и ΦZZ -взаимодействий. Для решения этой задачи нужно выполнить полный угловой анализ распада (1). Используя выражение (10) для углового распределения продуктов распада процесса (1), можно измерить относительную ширину распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$, абсолютные значения линейно поляризованных амплитуд $|\mathcal{A}_{\lambda}|$ и относительные фазы $\arg(\mathcal{A}_{\parallel}/\mathcal{A}_0), \arg(\mathcal{A}_{\perp}/\mathcal{A}_0)$. Конечно, для выполнения такого анализа необходимо достаточное количество полезных событий. Поэтому целесообразно выяснить, какие сведения могут быть получены о структуре трехбозонных $\Phi W^- W^+$ - и ΦZZ -вершин, в первую очередь относительно ее отличия от предсказаний СМ, а также о пространственной четности и возможном нарушении CP -инвариантности в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ при изучении одномерных угловых распределений процесса (1). Мы рассмотрим два одномерных распределения: по косинусу полярного угла θ_1 и по азимутальному углу ϕ (см. рис. 1).

Проинтегрировав выражение (10) по углам θ_2 и ϕ , мы получим следующее выражение для распределения по полярному углу θ_1 между импульсом

f_1 -фермиона в системе покоя V_1 -бозона и направлением движения V_1 -бозона в системе покоя Φ -бозона:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2)(f_3 \bar{f}_4))}{d \cos \theta_1} = \frac{3}{8} \left(2R_L \sin^2 \theta_1 + (R_{\parallel} + R_{\perp})(1 + \cos^2 \theta_1) - 4A_f \zeta_{\perp \parallel} \cos \theta_1 \right). \quad (17)$$

Аналогичное распределение по косинусу полярного угла θ_2 получается с очевидной заменой $\theta_1 \rightarrow \theta_2$ и $A_f \rightarrow A_{f'}$. Измерение асимметрии A_{FB} «вперед-назад» относительно направления движения V_1 -бозона в системе покоя Φ -бозона для f_1 -фермионов, возникших при распаде (1),

$$A_{FB} \equiv \frac{F - B}{F + B}, \quad (18)$$

где

$$F \equiv \int_0^1 \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d \cos \theta_1} d \cos \theta_1,$$

$$B \equiv \int_{-1}^0 \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d \cos \theta_1} d \cos \theta_1,$$

которая равна

$$A_{FB} = -3A_f \zeta_{\perp \parallel} / 2,$$

позволяет установить величину $\zeta_{\perp \parallel}$.

Отметим, что для распада

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$$

величина A_e приблизительно равна 0.15 [20], а учитывая тот факт, что параметр $\zeta_{\perp \parallel}$ удовлетворяет неравенству

$$|\zeta_{\perp \parallel}| \leq \sqrt{R_{\perp} R_{\parallel}} \leq 1/2,$$

получим, что абсолютная величина асимметрии для этого распада не будет превышать 0.11. Для канала распада

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (b \bar{b}) (e^- e^+)$$

(поскольку $A_b = 0.923$ [20]) абсолютная величина этой асимметрии может быть значительно больше, а именно, она может достигать 0.69. Так, например, для $M = 200$ ГэВ и при $a = c = 1, b = 0$ она равняется -0.26 . В то же время, для канала

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$$

она составляет только -0.04 . Таким образом, ненулевая величина асимметрии A_{FB} «вперед-назад» будет указывать на обнаружение проявлений «новой физики».

Измерение азимутальной зависимости асимметрии «вперед-назад»

$$A_{FB}(\phi) \equiv \left(\int_0^1 d \cos \theta_1 - \int_{-1}^0 d \cos \theta_1 \right) \int_{-1}^1 d \cos \theta_2 \times$$

$$\times \frac{1}{\Gamma} \frac{d^3 \Gamma}{d \cos \theta_1 d \cos \theta_2 d \phi} = -\frac{3A_f}{4\pi} \zeta_{\perp \parallel} +$$

$$+ \frac{3A_{f'}}{16\sqrt{2}} (\zeta_{\parallel 0} \sin \phi - \zeta_{\perp 0} \cos \phi) \quad (19)$$

позволит определить величину $\zeta_{\parallel 0}$:

$$\left(\int_0^{\pi} d\phi - \int_{\pi}^{2\pi} d\phi \right) A_{FB}(\phi) = \frac{3A_{f'}}{4\sqrt{2}} \zeta_{\parallel 0}, \quad (20)$$

ненулевое значение которой при отсутствии взаимодействия в конечном состоянии будет указывать на нарушение T -инвариантности в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$.

Отметим, что для распада

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$$

асимметрия (20) не будет превышать 0.04. При этом для канала распада

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (b \bar{b})$$

она может достигать 0.24. Так, например, для $M = 200$ ГэВ и при $a = 1, b = i, c = 0$ она составляет 0.03.

Доли продольной и поперечной поляризации векторных бозонов в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ можно измерить, если сравнить распределение (17) с экспериментальными данными (используя метод максимального правдоподобия) или если определить средние значения функций $2 - 5 \cos^2 \theta_1$ и $5 \cos^2 \theta_1 - 1$, поскольку для таких средних выполняются соотношения

$$\langle 2 - 5 \cos^2 \theta_1 \rangle = R_L, \quad \langle 5 \cos^2 \theta_1 - 1 \rangle = R_{\parallel} + R_{\perp}$$

(отметим также, что $\langle \cos \theta_1 \rangle = -A_f \zeta_{\perp \parallel}$).

Для определения пространственной четности хиггсовского бозона необходимо определить количество событий процесса (1), которые попадают в интервал углов

$$-1/2 \leq \cos \theta_1 \leq 1/2$$

и

$$-1 \leq \cos \theta_1 \leq -1/2, \quad 1/2 \leq \cos \theta_1 \leq 1,$$

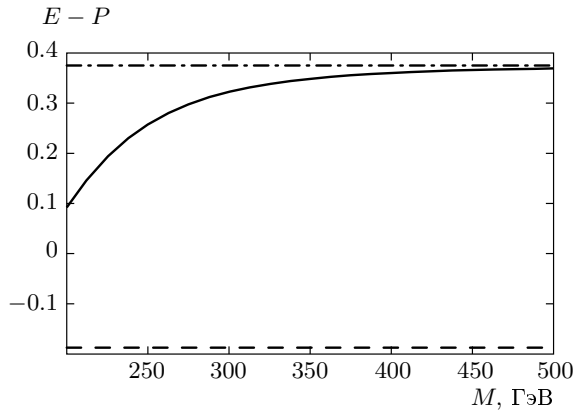


Рис. 2. Ожидаемое значение разности $E - P$ для распада $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$ при различных массах M хиггсовского бозона. Сплошная линия соответствует хиггсовскому бозону из СМ ($a = 1, b = c = 0$), штриховая — CP -нечетному состоянию ($a = b = 0, c \neq 0$), а штрихпунктирная — CP -четному состоянию ($a = c = 0, b \neq 0$)

т. е.

$$E \equiv \int_{-1/2}^{1/2} d \cos \theta_1 \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d \cos \theta_1},$$

$$P \equiv \left(\int_{-1}^{-1/2} d \cos \theta_1 + \int_{1/2}^1 d \cos \theta_1 \right) \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d \cos \theta_1}$$

и измерить их разность $E - P$, которая равна

$$E - P = \frac{3}{16}(3R_L - 1).$$

В СМ разность $(E - P)_{SM} \geq 0$, причем нулевое значение она принимает на пороге распада $H \rightarrow V_1 V_2$. Для псевдоскалярного хиггсовского бозона эта разность равна $-3/16$. На рис. 2 показано ожидаемое значение разности $E - P$ для распада

$$\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$$

при различных массах хиггсовского бозона в случае СМ, для CP -нечетного хиггсовского бозона, а также для одного из возможных CP -четных состояний хиггсовского бозона.

Отметим, что амплитуда (3) при $c = 0$ описывает распад 0^+ -бозона на пару векторных бозонов (напомним, что в рамках СМ $a = 1$ и $b = 0$). Однако в общем случае параметры a и b могут принимать

произвольные значения. Поэтому (в зависимости от значений этих параметров) векторные бозоны могут образовываться в состояниях как с $R_L = 1$ (в этом случае $E - P = 3/8$, см. на рис. 2), так и с $R_{\parallel} = 1$ ($E - P = -3/16$), а также в состояниях с $R_L + R_{\parallel} = 1$. Измерив разность $E - P$, мы можем определить долю продольной поляризации векторных бозонов:

$$R_L = \frac{1}{3} + \frac{16}{9}(E - P),$$

а при известной из предыдущих измерений массе хиггсовского бозона можно установить, является ли наблюдаемое состояние хиггсовским бозоном из СМ.

Из рис. 3 видно, что в случае сохранения CP -инвариантности в распаде $\Phi \rightarrow ZZ$ существуют резкие различия формы углового распределения по $\cos \theta_1$ процесса

$$\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$$

для хиггсовского бозона из СМ и для псевдоскалярного хиггсовского бозона как при массе хиггсовского бозона $M = 200$ ГэВ, так и при $M = 400$ ГэВ, что может быть использовано для определения CP -четности хиггсовского бозона.

Распределение распада (1) по азимутальному углу ϕ между плоскостями распадов $V_1 \rightarrow f_1 + \bar{f}_2$ и $V_2 \rightarrow f_3 + \bar{f}_4$ в системе покоя Φ -бозона имеет вид

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2)(f_3 \bar{f}_4))}{d\phi} =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left(1 + \frac{R_{\parallel} - R_{\perp}}{4} \cos 2\phi - \frac{\xi_{\perp\parallel}}{2} \sin 2\phi + \right.$$

$$\left. + \sqrt{2} \left(\frac{3\pi}{8} \right)^2 A_f A_{f'} (\xi_{\parallel 0} \cos \phi - \xi_{\perp 0} \sin \phi) \right). \quad (21)$$

Анализ этого распределения позволяет определить коэффициенты $\xi_{\perp 0}$ и $\xi_{\perp\parallel}$ при динамических переменных, которые могут быть как P -нечетными, так и \hat{T} -нечетными. Причем при отсутствии взаимодействия в конечном состоянии ненулевая величина этих коэффициентов будет указывать на нарушение T -инвариантности. Для исследования эффектов нарушения T -инвариантности в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ необходимо определить число событий N_j процесса (1), попавших в каждый из восьми угловых секторов:

$$N_j \equiv \int_{\pi(j-1)/4}^{\pi j/4} d\phi \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\phi}, \quad j = 1, \dots, 8,$$

и измерить асимметрии

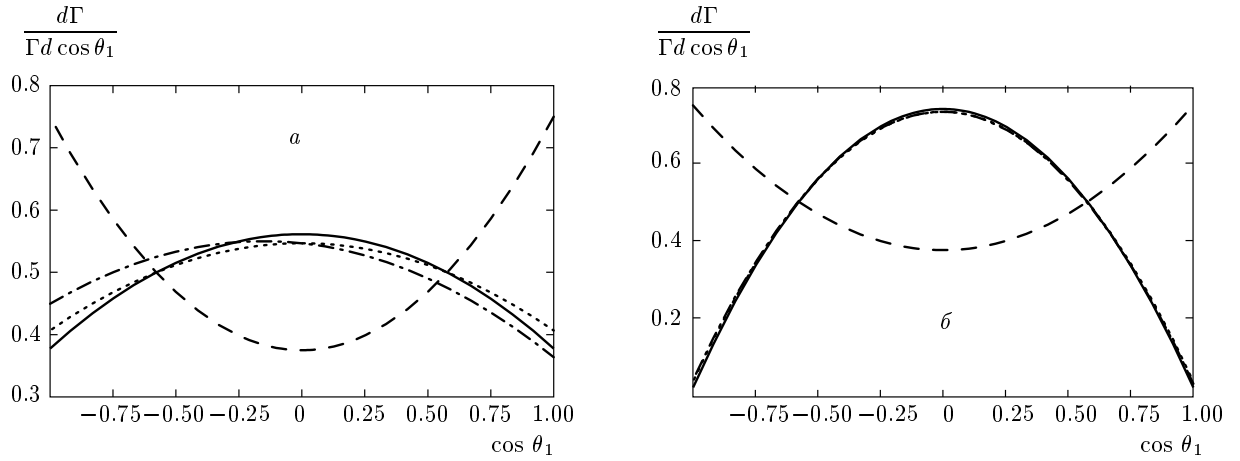


Рис. 3. Угловое распределение по $\cos \theta_1$ процесса $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$ в спиральной системе при массе хиггсовского бозона 200 (а) и 400 (б) ГэВ. Сплошная линия соответствует СМ ($a = 1, b = c = 0$), штриховая — чистому псевдоскалярному состоянию ($a = b = 0, c \neq 0$), а штрихпунктирная и пунктирная — смеси CP -четного ($a = 1, b = 0, c = 1$) и CP -нечетного ($a = 1, b = 0, c = i$) состояний

$$A_1 = \frac{N_1 + N_2 + N_3 + N_4 - N_5 - N_6 - N_7 - N_8}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 + N_6 + N_7 + N_8} \quad (22)$$

и

$$A_2 = \frac{N_1 + N_2 - N_3 - N_4 + N_5 + N_6 - N_7 - N_8}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 + N_6 + N_7 + N_8} \quad (23)$$

Асимметрии (22) и (23) равны

$$A_1 = -\frac{9\pi}{16\sqrt{2}} A_f A_{f'} \xi_{\perp 0}, \quad A_2 = -\frac{\xi_{\perp \parallel}}{\pi}.$$

Для распада

$$\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$$

величины $A_e \approx A_\mu$ приблизительно равны 0.15 [20], а учитывая тот факт, что параметр $\xi_{\perp 0}$ удовлетворяет неравенству $|\xi_{\perp 0}| \leq \sqrt{R_\perp R_0} \leq 1/2$, получим, что абсолютная величина асимметрии A_1 для этого распада ожидается малой, а именно, она не должна превышать 0.01. Однако для распада

$$\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (c\bar{c})(b\bar{b}),$$

поскольку $A_c = 0.670$ и $A_b = 0.923$ [20], абсолютная величина асимметрии A_1 может быть значительно больше, а именно, она может достигать 0.39. Так, например, для $M = 200$ ГэВ и при $a = 1, b = 0, c = i$ она составит 0.15. Отметим, что значение асимметрии A_2 не зависит от канала распада промежуточных векторных бозонов, а ее абсолютная величина

может достигать 0.16. Например, для $M = 200$ ГэВ и при $a = 1, b = 0, c = i$ она составит -0.06 .

Исследование распределения распада $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ лептона по углу ϕ планируется использовать на ЛНС для определения пространственной четности хиггсовского бозона [8–10]. Из выражения (21) следует, что угловое распределение распада псевдоскалярного хиггсовского бозона

$$A \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$$

имеет вид

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(A \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+))}{d\phi} = \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{1}{4} \cos 2\phi\right), \quad (24)$$

а в случае распада 0^+ -состояния оно определяется формулой

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(H \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+))}{d\phi} = \frac{1}{2\pi} \times \left(1 + \frac{R_\parallel}{4} \cos 2\phi + \sqrt{2} \left(\frac{3\pi}{8}\right)^2 A_e A_\mu \xi_{\parallel 0} \cos \phi\right). \quad (25)$$

Поскольку в распределении (25) коэффициент при $\cos \phi$ достаточно мал (не превышает 0.02), это распределение с хорошей точностью определяется значением параметра R_\parallel . В СМ величина

$$R_\parallel^{SM} = \frac{8x_Z^2}{1 - 4x_Z + 12x_Z^2}$$

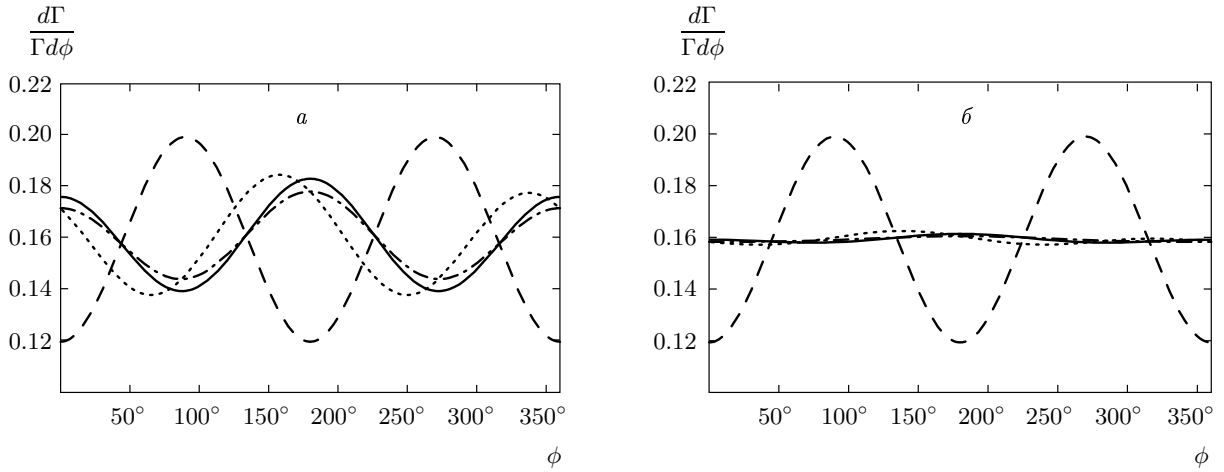


Рис. 4. Распределение по азимутальному углу ϕ процесса $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$ в спиральной системе при массе хиггсовского бозона 200 (а) и 400 (б) ГэВ. Сплошная линия соответствует СМ ($a = 1, b = c = 0$), штриховая — чистому псевдоскалярному состоянию ($a = b = 0, c \neq 0$), а штрихпунктирная и пунктирная — смеси CP -четного ($a = 1, b = 0, c = 1$) и CP -нечетного ($a = 1, b = 0, c = i$) состояний

зависит от массы хиггсовского бозона и может принимать значения от $2/3$ при $M \approx 2M_Z$ до нуля при $M \gg M_Z$, например, при $M = 400$ ГэВ параметр R_{\parallel}^{SM} приблизительно равняется 0.03. Таким образом, при большой массе хиггсовского бозона из СМ распределение (25) является «плоским», т. е. не зависит от значения азимутального угла ϕ (см. рис. 4б). Распределения (24) и (25) сильнее всего различаются в областях, где $|\cos 2\phi| \approx 1$, причем это различие уменьшается с ростом массы хиггсовского бозона (см. рис. 4а и б).

Для определения коэффициентов при $\cos \phi$ и $\cos 2\phi$ в угловом распределении (21) необходимо измерить асимметрии

$$A_3 = \frac{N_1 - N_2 - N_3 + N_4 + N_5 - N_6 - N_7 + N_8}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 + N_6 + N_7 + N_8} \quad (26)$$

и

$$A_4 = \frac{N_1 + N_2 - N_3 - N_4 - N_5 - N_6 + N_7 + N_8}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 + N_6 + N_7 + N_8}. \quad (27)$$

Асимметрии (26) и (27) равны

$$A_3 = \frac{R_{\parallel} - R_{\perp}}{2\pi}, \quad A_4 = \frac{9\pi}{16\sqrt{2}} A_f A_{f'} \xi_{\parallel 0}.$$

Знак асимметрии A_3 определяет пространственную четность хиггсовского бозона, поскольку

$$A_3(A \rightarrow ZZ) = -\frac{1}{2\pi},$$

тогда как

$$A_3(H \rightarrow ZZ) = R_{\parallel}/(2\pi) \geq 0.$$

На рис. 5 показано ожидаемое значение асимметрии A_3 для распада

$$\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$$

при различных массах хиггсовского бозона.

4. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ РАСПАДА $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ В ПОПЕРЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

В поперечной системе, которая показана на рис. 6, угловое распределение процесса (1) может быть представлено в виде функции от углов θ_{tr} , ψ и ϕ_{tr} . При этом направление движения V_1 -бозона в системе покоя Φ -бозона определяет ось x , система $f_3 \bar{f}_4$ определяет плоскость xy с осью y , такой что $p_y(f_3) > 0$. Ось z в системе покоя V_1 -бозона перпендикулярна плоскости, содержащей $f_3 \bar{f}_4$ (мы используем правую систему координат). Поперечные углы θ_{tr} и ϕ_{tr} являются соответственно полярным и азимутальным углами импульса f_1 -фермиона в этой системе. Угол ψ является спиральным углом между импульсом f_3 -фермиона в системе покоя V_2 -бозона и направлением, противоположным импульсу V_1 -бозона в системе покоя V_2 -бозона.

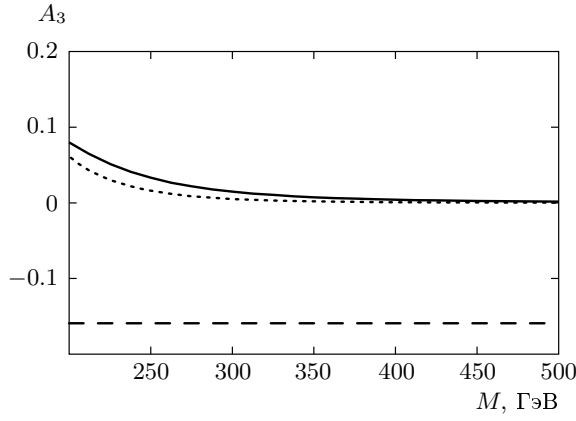


Рис. 5. Ожидаемое значение асимметрии A_3 для распада $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$ при различных массах M хиггсовского бозона. Сплошная линия соответствует хиггсовскому бозону из СМ ($a = 1, b = c = 0$), штриховая — CP -нечетному состоянию ($a = b = 0, c \neq 0$), а пунктирная — смеси CP -четного и CP -нечетного состояний ($a = 1, b = 0, c = 1$ или $a = 1, b = 0, c = i$)

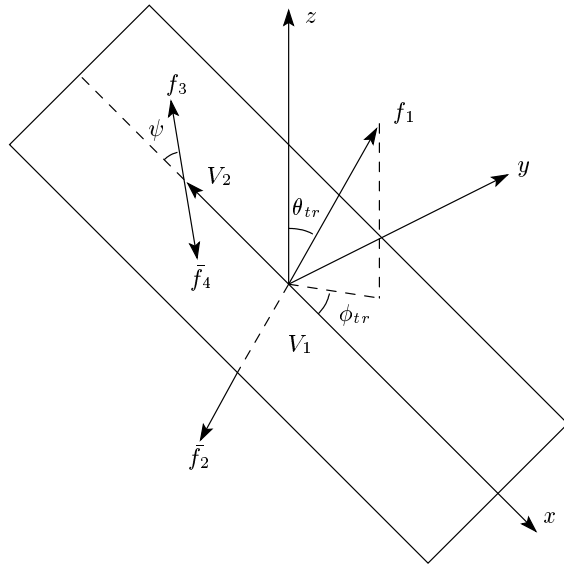


Рис. 6. Определение углов в поперечном базисе. Углы θ_{tr} и ϕ_{tr} определены в системе покоя V_1 , а угол ψ определен в системе покоя V_2

В этой системе угловое распределение распада (1) имеет вид

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d^3\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2)(f_3 \bar{f}_4))}{d \cos \theta_{tr} d \cos \psi d \phi_{tr}} = \frac{9}{128 \pi} \left(4R_L (1 - \sin^2 \theta_{tr} \cos^2 \phi_{tr}) \sin^2 \psi + 2R_{\parallel} \left(\sin^2 \theta_{tr} + \cos^2 \psi - \sin^2 \theta_{tr} \cos^2 \psi \sin^2 \phi_{tr} + 2A_f A_{f'} \sin \theta_{tr} \cos \psi \cos \phi_{tr} \right) + 2R_{\perp} \left(1 + \sin^2 \theta_{tr} \cos^2 \psi - \sin^2 \theta_{tr} \sin^2 \phi_{tr} + 2A_f A_{f'} \times \sin \theta_{tr} \cos \psi \cos \phi_{tr} \right) + 4\sqrt{2}\xi_{\parallel 0} \left(\sin \theta_{tr} \cos \psi \cos \phi_{tr} + A_f A_{f'} \right) \sin \theta_{tr} \sin \psi \sin \phi_{tr} - 2\xi_{\perp \parallel} \sin 2\theta_{tr} \sin^2 \psi \sin \phi_{tr} - \sqrt{2}\xi_{\perp 0} \left(\sin 2\theta_{tr} \sin 2\psi \cos \phi_{tr} + A_f A_{f'} \cos \theta_{tr} \sin \psi \right) - 4\sqrt{2} \left(\zeta_{\perp 0} \sin \theta_{tr} \sin \phi_{tr} - \zeta_{\parallel 0} \cos \theta_{tr} \right) \left(A_f \cos \psi + A_{f'} \sin \theta_{tr} \cos \phi_{tr} \right) \sin \psi - 4\zeta_{\perp \parallel} \left(A_f (1 + \cos^2 \psi) \times \sin \theta_{tr} \cos \phi_{tr} + A_{f'} (1 + \sin^2 \theta_{tr} \cos^2 \phi_{tr}) \cos \psi \right) \right). \quad (28)$$

Используя выражение (28), из экспериментальных данных с помощью метода максимального правдоподобия можно получить относительную ширину распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$, абсолютные значения линейно поляризованных амплитуд $|A_{\lambda}|$ и относительные фазы $\arg(A_{\parallel}/A_0)$, $\arg(A_{\perp}/A_0)$. Для этого необходимо иметь достаточное количество событий, соответствующих процессу (1). Поэтому представляет интерес изучить, какая информация относительно пространственной четности хиггсовского бозона и возможного нарушения CP -инвариантности в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ может быть получена при изучении одномерных угловых распределений процесса (1).

В поперечной системе угловое распределение по $\cos \psi$ каскадного процесса (1) имеет вид

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2)(f_3 \bar{f}_4))}{d \cos \psi} = \frac{3}{8} \left(2R_L \sin^2 \psi + (R_{\parallel} + R_{\perp})(1 + \cos^2 \psi) - 4A_{f'} \zeta_{\perp \parallel} \cos \psi \right). \quad (29)$$

Распределение (29) имеет такой же вид, как и распределение по полярному углу θ_2 в спиральной системе. Поэтому все выводы, которые были нами сделаны в предыдущем разделе при обсуждении распределения (17) в спиральной системе, справедливы и для распределения (29) в поперечной системе.

Угловое распределение по $\cos \theta_{tr}$ распада (1) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2) (f_3 \bar{f}_4))}{d \cos \theta_{tr}} = \\ = \frac{3}{32} \left(4R_L (1 + \cos^2 \theta_{tr}) + R_{\parallel} (2 + 5 \sin^2 \theta_{tr}) + \right. \\ \left. + R_{\perp} (5 + \cos^2 \theta_{tr}) - \frac{3\pi}{2\sqrt{2}} A_f A_{f'} \xi_{\perp 0} \cos \theta_{tr} \right). \quad (30) \end{aligned}$$

Измерение асимметрии «вверх–вниз» относительно плоскости распада $V_2 \rightarrow f_3 + \bar{f}_4$ для f_1 -фермионов, возникших при распаде (1), позволяет определить величину

$$-\frac{9\pi A_f A_{f'} \xi_{\perp 0}}{64\sqrt{2}},$$

и, таким образом, измерить параметр $\xi_{\perp 0}$. При отсутствии взаимодействия в конечном состоянии распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ ненулевая величина этой асимметрии будет указывать на нарушение T -инвариантности. Для распада

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$$

абсолютная величина асимметрии «вверх–вниз» ожидается, к сожалению, очень малой, она не должна превышать 0.004. В то же время для канала

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (c \bar{c}) (b \bar{b}),$$

поскольку $A_c = 0.670$ и $A_b = 0.923$ [20], абсолютная величина этой асимметрии может быть значительно большей, а именно, она может достигать 0.10. Так, например, для $M = 200$ ГэВ и при $a = 1$, $b = 0$, $c = i$ она составит 0.04.

Используя угловое распределение (30), мы можем определить средние значения функций $2 - 5 \cos^2 \theta_{tr}$ и $5 \cos^2 \theta_{tr} - 1$, которые связаны с долями поляризаций R_L , R_{\parallel} и R_{\perp} векторных бозонов соотношениями

$$\langle 2 - 5 \cos^2 \theta_{tr} \rangle = 3R_{\parallel}/4 + R_{\perp}/4,$$

$$\langle 5 \cos^2 \theta_{tr} - 1 \rangle = R_L + R_{\parallel}/4 + 3R_{\perp}/4.$$

Тогда, если измерить средние значения функций $5 \cos^2 \psi - 1$ и $2 - 5 \cos^2 \theta_{tr}$, то мы можем определить значения поляризаций R_{\parallel} и R_{\perp} векторных бозонов:

$$R_{\perp} = 3\langle 5 \cos^2 \psi - 1 \rangle / 2 - 2\langle 2 - 5 \cos^2 \theta_{tr} \rangle,$$

$$R_{\parallel} = -\langle 5 \cos^2 \psi - 1 \rangle / 2 + 2\langle 2 - 5 \cos^2 \theta_{tr} \rangle.$$

Таким образом, совместный анализ одномерных угловых распределений процесса (1) по $\cos \psi$ и по

$\cos \theta_{tr}$ в поперечной системе позволит измерить доли поляризаций R_L , R_{\parallel} и R_{\perp} векторных бозонов, образованных в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$.

Из рис. 7 видно, что в случае сохранения CP -инвариантности в распаде $\Phi \rightarrow Z Z$ различия в форме углового распределения по $\cos \theta_{tr}$ процесса

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$$

для хиггсовского бозона из СМ и псевдоскалярного хиггсовского бозона не являются значительными как при массе хиггсовского бозона $M = 200$ ГэВ, так и при $M = 400$ ГэВ, поэтому их нельзя использовать для определения его CP -четности.

Если проинтегрировать выражение (28) по углам ψ и θ_{tr} , то получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2) (f_3 \bar{f}_4))}{d\phi_{tr}} = \frac{1}{2\pi} \left(1 + \right. \\ \left. + \frac{R_{\parallel} + 3R_{\perp} - 4R_L}{8} \cos 2\phi_{tr} - \frac{3\pi}{8\sqrt{2}} A_{f'} \zeta_{\perp 0} \sin 2\phi_{tr} + \right. \\ \left. + \sqrt{2} \left(\frac{3\pi}{8} \right)^2 A_f A_{f'} \xi_{\parallel 0} \sin \phi_{tr} - \right. \\ \left. - \frac{3\pi}{4} A_f \zeta_{\perp \parallel} \cos \phi_{tr} \right). \quad (31) \end{aligned}$$

Ненулевые значения $\zeta_{\perp 0}$ и $\zeta_{\perp \parallel}$ будут свидетельствовать о проявлении эффектов «новой физики» в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$. Для измерения этих параметров необходимо определить число событий процесса (1), попавших в каждый из восьми угловых секторов,

$$N'_j \equiv \int_{\pi(j-1)/4}^{\pi j/4} d\phi_{tr} \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\phi_{tr}}, \quad j = 1, \dots, 8,$$

и измерить асимметрии

$$\begin{aligned} A'_2 = \\ = \frac{N'_1 + N'_2 - N'_3 - N'_4 + N'_5 + N'_6 - N'_7 - N'_8}{N'_1 + N'_2 + N'_3 + N'_4 + N'_5 + N'_6 + N'_7 + N'_8} \quad (32) \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} A'_4 = \\ = \frac{N'_1 + N'_2 - N'_3 - N'_4 - N'_5 - N'_6 + N'_7 + N'_8}{N'_1 + N'_2 + N'_3 + N'_4 + N'_5 + N'_6 + N'_7 + N'_8}. \quad (33) \end{aligned}$$

Асимметрии (32) и (33) равны

$$A'_2 = -\frac{3A_{f'}}{4\sqrt{2}} \zeta_{\perp 0}, \quad A'_4 = -\frac{3}{2} A_f \zeta_{\perp \parallel}.$$

Для распада

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$$

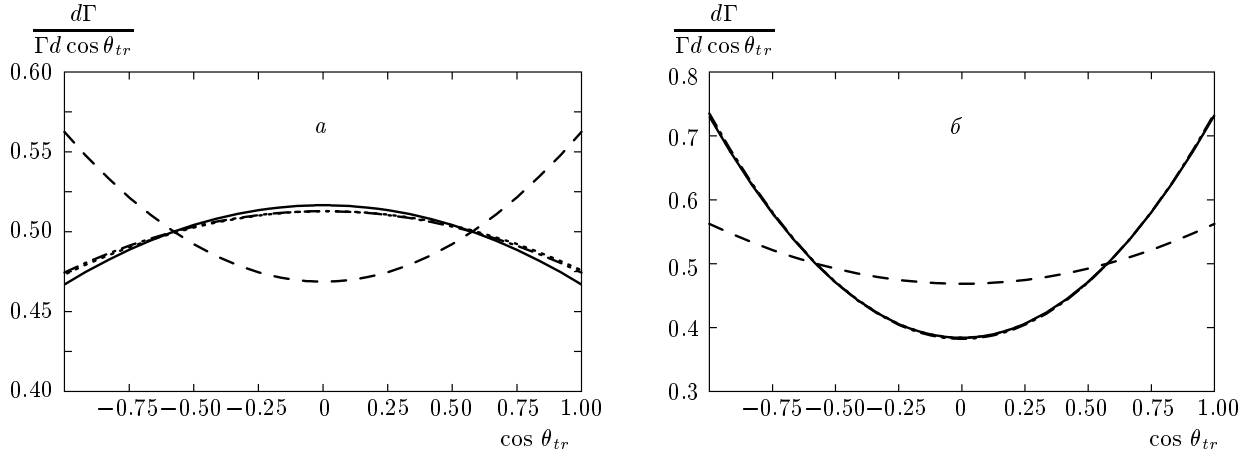


Рис. 7. Угловое распределение по $\cos\theta_{tr}$ процесса $\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$ в поперечной системе при массе хиггсовского бозона 200 (а) и 400 (б) ГэВ. Сплошная линия соответствует СМ ($a = 1, b = c = 0$), штриховая — чистому псевдоскалярному состоянию ($a = b = 0, c \neq 0$), а штрихпунктирная и пунктирная — смеси CP -четного ($a = 1, b = 0, c = 1$) и CP -нечетного ($a = 1, b = 0, c = i$) состояний

абсолютная величина асимметрии A'_2 (A'_4) не будет превышать 0.04 (0.11). Для канала распада

$$\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(b\bar{b}) \quad (\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (b\bar{b})(e^-e^+))$$

абсолютная величина асимметрии A'_2 (A'_4) может быть значительно большей, она может достигать 0.24 (0.69). Так, например, для $M = 200$ ГэВ и при $a = c = 1, b = 0$ асимметрия A'_2 (A'_4) равна 0.09 (−0.26). В то же время для канала

$$\Phi \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$$

асимметрия A'_2 (A'_4) составит только 0.015 (−0.04).

Исследование распределения распада $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4$ лептона по углу ϕ_{tr} может быть использовано на ЛНС для определения пространственной четности хиггсовского бозона. Действительно, азимутальное угловое распределение для распада псевдоскалярного хиггсовского бозона

$$A \rightarrow ZZ \rightarrow (e^-e^+)(\mu^-\mu^+)$$

имеет вид

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(A \rightarrow ZZ \rightarrow (f\bar{f})(f'\bar{f}'))}{d\phi_{tr}} = \frac{1}{2\pi} \left(1 + \frac{3}{8} \cos 2\phi_{tr} \right), \quad (34)$$

тогда как для распада 0^+ -состояния оно определяется формулой

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(H \rightarrow ZZ \rightarrow (f\bar{f})(f'\bar{f}'))}{d\phi_{tr}} = & \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{4R_L - R_{\parallel}}{8} \cos 2\phi_{tr} + \right. \\ & \left. + \sqrt{2} \left(\frac{3\pi}{8} \right)^2 A_f A_{f'} \xi_{\parallel 0} \sin \phi_{tr} \right). \quad (35) \end{aligned}$$

Поскольку для процесса (2) коэффициент при $\sin \phi_{tr}$ в распределении (35) достаточно мал (не превышает 0.02), это распределение с хорошей точностью определяется значением величины $4R_L - R_{\parallel}$. В СМ эта величина зависит от массы хиггсовского бозона и может принимать значения от $2/3$ при $M \approx 2M_Z$ до 4 при $M \gg M_Z$.

Таким образом, в отличие от азимутального распределения в спиральной системе (25) при большой массе хиггсовского бозона из СМ распределение по ϕ_{tr} в поперечной системе существенно зависит от значения азимутального угла.

Распределения (34) и (35) сильнее всего различаются в областях, где $|\cos 2\phi_{tr}| \approx 1$, причем это различие возрастает с ростом массы хиггсовского бозона (см. рис. 8а и б). Напомним, что в случае спиральной системы это различие уменьшалось с ростом массы хиггсовского бозона.

Для определения коэффициентов при $\sin \phi_{tr}$ и $\cos 2\phi_{tr}$ в азимутальном распределении (31) необходимо измерить асимметрии

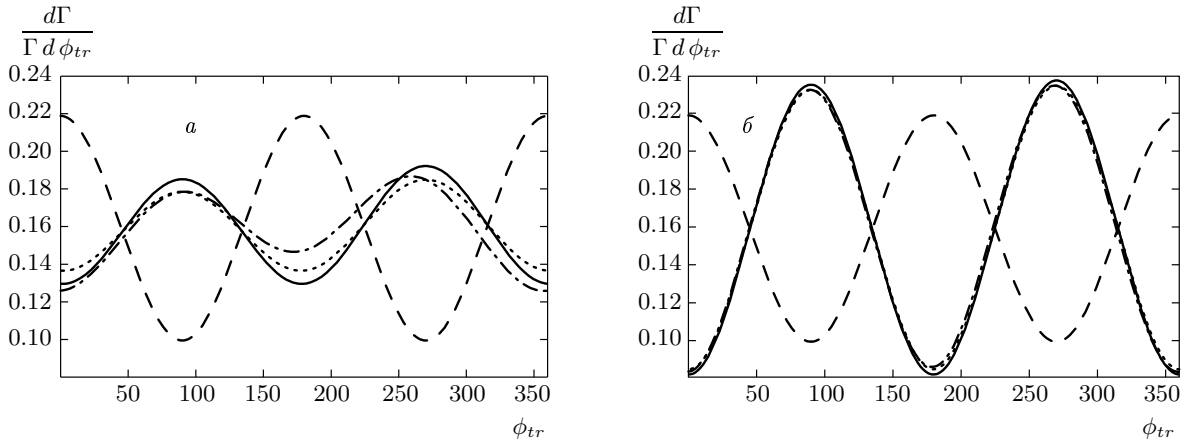


Рис. 8. Распределение по азимутальному углу ϕ_{tr} процесса $\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$ в поперечной системе при массе хиггсовского бозона 200 (а) и 400 (б) ГэВ. Сплошная линия соответствует СМ ($a = 1, b = c = 0$), штриховая — чистому псевдоскалярному состоянию ($a = b = 0, c \neq 0$), а штрихпунктирная и пунктирная — смеси CP -четного ($a = 1, b = 0, c = 1$) и CP -нечетного ($a = 1, b = 0, c = i$) состояний

$$A'_1 = \frac{N'_1 + N'_2 + N'_3 + N'_4 - N'_5 - N'_6 - N'_7 - N'_8}{N'_1 + N'_2 + N'_3 + N'_4 + N'_5 + N'_6 + N'_7 + N'_8} \quad (36)$$

и

$$A'_3 = \frac{N'_1 - N'_2 - N'_3 + N'_4 + N'_5 - N'_6 - N'_7 + N'_8}{N'_1 + N'_2 + N'_3 + N'_4 + N'_5 + N'_6 + N'_7 + N'_8} \quad (37)$$

Асимметрии (36) и (37) равны

$$A'_1 = \frac{9\pi}{16\sqrt{2}} A_f A_{f'} \xi_{||0}, \quad A'_3 = \frac{R_{||} + 3R_{\perp} - 4R_L}{4\pi}.$$

Измерение асимметрии A'_3 позволит определить пространственную четность хиггсовского бозона, поскольку

$$A'_3(A \rightarrow ZZ) = \frac{3}{4\pi},$$

тогда как

$$A'_3(H \rightarrow ZZ) = \frac{R_{||} - 4R_L}{4\pi}.$$

На рис. 9 показано ожидаемое значение асимметрии A'_3 для распада

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$$

при различных массах хиггсовского бозона. Из сравнения рис. 5 и рис. 9 видно, что различие между

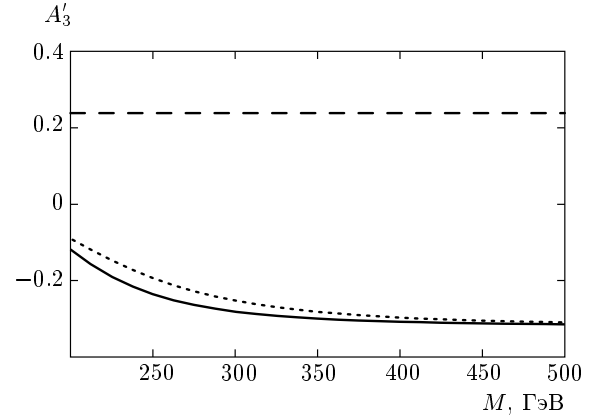


Рис. 9. Ожидаемое значение асимметрии A'_3 для распада $\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$ при различных массах M хиггсовского бозона. Сплошная линия соответствует хиггсовскому бозону из СМ ($a = 1, b = c = 0$), штриховая — CP -нечетному состоянию ($a = b = 0, c \neq 0$), а пунктирная — смеси CP -четного и CP -нечетного состояний ($a = 1, b = 0, c = 1$ или $a = 1, b = 0, c = i$)

асимметриями для 0^+ - и 0^- -состояний в поперечной системе больше, чем в спиральной. Причем особенно большим оно становится при больших массах хиггсовского бозона. Поэтому анализ экспериментальных данных в поперечной системе может оказаться важным для определения пространственной четности хиггсовского бозона.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе выполнен модельно-независимый анализ эффектов CP -нарушения в распадах хиггсовского бозона на пару реальных векторных ($W^- W^+$ или $Z Z$) бозонов, которые последовательно распадаются на пары нетождественных фермионов (лептонов или кварков),

$$\Phi \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow (f_1 \bar{f}_2) (f_3 \bar{f}_4).$$

Для этого каскадного процесса вычислены угловые распределения в спиральной и поперечной системах координат, причем было использовано представление амплитуды распада $\Phi \rightarrow V_1 V_2$ с помощью линейно поляризованных состояний векторных бозонов. Сравнение полученных угловых распределений с экспериментальными данными может позволить измерить амплитуды образования векторных бозонов, поляризованных продольно и поперечно направлению их движения и установить структуру $\Phi W^+ W^-$ и $\Phi Z Z$ -взаимодействия. Это важно как для проверки предсказаний СМ, так и поиска проявлений «новой физики» на ТэВном масштабе. В работе построены различные асимметрии и оценены их величины. Ненулевая величина этих асимметрий будет указывать на обнаружение эффектов «новой физики» в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$.

Показано, что совместный анализ одномерных угловых распределений процесса (1) по $\cos \psi$ и по $\cos \theta_{tr}$ в поперечной системе позволит определить доли поляризаций R_L , R_{\parallel} и R_{\perp} векторных бозонов, образованных в распаде $\Phi \rightarrow V_1 V_2$. При этом ненулевая величина поляризации R_{\perp} векторных бозонов будет указывать на то, что обнаруженный резонанс не является хиггсовским бозоном из СМ.

Кроме того, в работе проанализирована возможность наблюдения эффектов нарушения CP - и T -инвариантности в распаде

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+).$$

Однако поскольку $A_e = 0.1515 \pm 0.0019$ и $A_{\mu} = 0.142 \pm 0.015$ [20], соответствующие асимметрии для этого процесса не будут значительными. Ситуация значительно лучше для процессов

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (b \bar{b}) (e^- e^+), \quad \Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (c \bar{c}) (b \bar{b}),$$

поскольку $A_b = 0.923 \pm 0.020$ и $A_c = 0.670 \pm 0.027$ [20]. Так, например, для процесса

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (b \bar{b}) (e^- e^+)$$

асимметрия A_{FB} «вперед-назад» может достигать 0.69, а для процесса

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (c \bar{c}) (b \bar{b})$$

асимметрия A_1 может достигать 0.39.

Показано, что для измерения пространственной четности хиггсовского бозона лучше анализировать азимутальное угловое распределение процесса

$$\Phi \rightarrow Z Z \rightarrow (e^- e^+) (\mu^- \mu^+)$$

в поперечной системе, так как в этой системе распределения для 0^+ - и 0^- -состояний различаются сильнее, чем в спиральной системе. Причем особенно большим это различие становится при больших массах хиггсовского бозона.

В заключение рассмотрим распад хиггсовского H -бозона на пару поперечно поляризованных Z -бозонов:

$$H \rightarrow Z_T Z_T.$$

В спиральной системе угловое распределение продуктов распада

$$H \rightarrow Z_T Z_T \rightarrow (f \bar{f}) (f' \bar{f}')$$

описывается формулой (10), в которой параметры R_L , $\xi_{\perp 0}$, $\xi_{\parallel 0}$, $\zeta_{\parallel 0}$ и $\zeta_{\perp 0}$ положены равными нулю. Наблюдаемая $\zeta_{\perp \parallel}$ является коэффициентом при $(\alpha_1 \mathbf{S}_1 - \alpha_2 \mathbf{S}_2) \cdot \hat{\mathbf{p}}$, где $\mathbf{S}_{1(2)}$ — векторная поляризация $V_1(V_2)$ -бозонов, $\alpha_{1(2)} = 2/3 - \hat{p}_i T_{ij}^{2(1)} \hat{p}_j$, $T_{ij}^{1(2)}$ — тензорная поляризация $V_1(V_2)$ -бозонов. Корреляция $\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{p}}$ является P -нечетной, но T -четной. Поскольку все частицы в распаде $H \rightarrow Z_T Z_T$ истинно нейтральные, ненулевая величина этой корреляции может указывать на нарушение CPT -симметрии. Отметим, что измерение такой корреляции в распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (или $\eta \rightarrow 2\gamma$) с целью обнаружения CPT -нарушения обсуждалось в докладе [21].

Автор благодарен А. П. Рекало за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Carena and Н. Е. Haber, *Progr. Part. Nucl. Phys.* **50**, 63 (2003).
2. А. Pilaftsis, *Phys. Lett. B* **435**, 88 (1998); А. Pilaftsis and С. Е. М. Wagner, *Nucl. Phys. B* **553**, 3 (1999).
3. Н. Е. Haber and М. Krawczyk, in *Workshop on CP Studies and Non-Standard Higgs Physics*, ed. by S. Kraml et al. (CERN Report No. CERN 2006-009, Geneva, 2006), p. 5.

4. S. Baffioni, J. F. Gunion, D. J. Miller et al., *ibidem*, p. 193.
5. V. Barger, P. Langacker, and G. Shaughnessy, *Phys. Rev. D* **75**, 055013 (2007).
6. N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963); M. Kobayashi and T. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
7. G. R. Farrar and M. E. Shaposhnikov, *Phys. Rev. D* **50**, 774 (1994); M. B. Gavela, M. Lozano, J. Orloff, and O. Pene, *Nucl. Phys. B* **430**, 345 (1994); **430**, 382 (1994); P. Huet and E. Sather, *Phys. Rev. D* **51**, 379 (1995).
8. J. R. Dell'Aquila and C. A. Nelson, *Phys. Rev. D* **33**, 93 (1986); C. A. Nelson, *Phys. Rev. D* **37**, 1220 (1988).
9. S. Y. Choi, D. J. Miller, M. M. Muhlleitner, and P. M. Zerwas, *Phys. Lett. B* **553**, 61 (2003).
10. C. P. Buszello, I. Fleck, P. Marquard, and J. J. van der Bij, *Eur. Phys. J. C* **32**, 209 (2004); C. P. Buszello, P. Marquard, and J. J. van der Bij, arXiv:hep-ph/0406181.
11. A. Soni and R. M. Xu, *Phys. Rev. D* **48**, 5259 (1993); A. Skjold and P. Osland, *Phys. Lett. B* **329**, 305 (1994); T. Arens and L. M. Sehgal, *Z. Phys. C* **66**, 89 (1995).
12. D. Chang, W.-Y. Keung, and I. Phillips, *Phys. Rev. D* **48**, 3225 (1993).
13. R. M. Godbole, D. J. Miller, S. Moretti, and M. M. Muhlleitner, in *Workshop on CP Studies and Non-Standard Higgs Physics*, ed. by S. Kraml et al. (CERN Report No. CERN 2006-009, Geneva, 2006), p. 62; C. P. Buszello and P. Marquard, *ibidem*, p. 67; M. Bluj, *ibidem*, p. 73.
14. I. Dunietz, H. Quinn, A. Snyder et al., *Phys. Rev. D* **43**, 2193 (1991); A. S. Dighe, I. Dunietz, H. J. Lipkin, and J. L. Rosner, *Phys. Lett. B* **369**, 144 (1996).
15. W. Buchmüller and D. Wyller, *Nucl. Phys. B* **268**, 621 (1986).
16. K. Hagiwara, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld, *Phys. Lett. B* **318**, 155 (1993); T. Plehn, D. Rainwater, and D. Zeppenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 051801 (2002); A. V. Manohar and M. B. Wise, *Phys. Lett. B* **636**, 107 (2006).
17. S. Y. Choi and J. S. Lee, *Phys. Rev. D* **61**, 015003 (2000).
18. C. W. Chiang and L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* **61**, 074031 (2000).
19. A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier, and M. M. Weber, *Phys. Rev. D* **74**, 013004 (2006).
20. W.-M. Yao, C. AMSler, D. Asner et al., *J. Phys. G* **33**, 1 (2006).
21. L. B. Okun, arXiv:hep-ph/0210052.