

Исследование CP -свойств бозона Хиггса на планируемом коллайдере СЕРС с использованием дополнительного ISR параметра

А. Друцкой¹⁾, Е. Васенин¹⁾

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 июля 2026 г.

После переработки 27 июля 2026 г.

Принята к публикации 27 июля 2026 г.

В работе оценивается экспериментальная чувствительность к CP -нечетной примеси бозона Хиггса Стандартной модели для процесса $e^+e^- \rightarrow HZ$. Анализ выполнен в предположении набора данных на будущем электрон-позитронном коллайдере СЕРС при энергии столкновений $\sqrt{s} = 240$ ГэВ с интегральной светимостью 5.6 аб^{-1} . С помощью генератора WHIZARD с моделью Higgs Characterisation и программного пакета быстрого моделирования детектора DELPHES получены наборы данных для различных значений параметра CP -нечетной примеси бозона Хиггса $\tilde{c}_{ZZ}$. Эффекты излучения в начальном состоянии (ISR) учтены в WHIZARD. Мы разработали новый метод анализа данных, использующий обусловленный ISR сдвиг реконструированной энергии события E_{RECO} как дополнительный источник информации о CP -структуре бозона Хиггса. Метод объединяет информацию о полной энергии события с учетом ISR с тремя угловыми параметрами в многомерном методе максимального правдоподобия. Ожидаемый верхний предел на CP -нечетную примесь бозона Хиггса улучшается на 15 % по сравнению со стандартным анализом, основанным на трех угловых переменных.

DOI: 10.7868/S3034576626090057

1. Введение. Открытие бозона Хиггса с массой 125 ГэВ завершило список частиц Стандартной модели (СМ) и открыло новое направление исследований: поиск физики за пределами Стандартной модели (Beyond the Standard Model, BSM) посредством прецизионных измерений параметров бозона Хиггса [1]. Одними из таких параметров являются квантовые числа бозона Хиггса. В рамках СМ бозон Хиггса должен быть CP -четным скаляром ($J^{CP} = 0^+$). Любая примесь CP -нечетной компоненты будет указывать на физику за пределами СМ, что важно для понимания бариогенеза и динамики электрослабого масштаба [2].

Бозон Хиггса представляет собой возбуждение поля, ответственного за нарушение электрослабой симметрии, а через калибровочные и юкавские взаимодействия – за массы слабых калибровочных бозонов и заряженных фермионов. Измеренные масса и константы связи бозона Хиггса определяют структуру электрослабого сектора, поэтому прецизионные проверки его квантовых чисел и силы взаимодействий служат важной проверкой самосогласованности СМ. В то же время сектор бозона Хиггса является чувствительным каналом поиска физики за пре-

делами СМ: расширенные скалярные секторы и взаимодействия высших размерностей могут изменять тензорную структуру связей бозона Хиггса и вносить CP -нечетные компоненты.

По сравнению с адронными коллайдерами электрон-позитронные коллайдеры обеспечивают точно известное начальное состояние, существенно меньший КХД-фон и более чистые экспериментальные условия. Эти особенности позволяют выполнять модельно-независимые измерения с использованием метода массы отдачи, а также точно реконструировать кинематику рождения и распада бозона Хиггса [3]. Кольцевой электрон-позитронный коллайдер (Circular Electron Positron Collider, СЕРС) [4] спроектирован для работы в режиме фабрики бозонов Хиггса при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 240$ ГэВ. Его базовый детектор оптимизирован для высокоточного измерения треков частиц, реконструкции методом particle flow algorithm и эффективной идентификации лептонов, что особенно важно для рассматриваемого в этой работе измерения массы отдачи к $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ [5].

Помимо СЕРС [4], другие проекты электрон-позитронных коллайдеров, такие как FCC-ee [6] и ILC [7–9] и CLIC [10], также предполагается использовать в режиме фабрик бозонов Хиггса. Точные из-

¹⁾e-mail: e.vasenin@lebedev.ru; druckojag@lebedev.ru

мерения процесса $e^+e^- \rightarrow ZH$ и процессов $e^+e^- \rightarrow H\ell\bar{\ell}$ обладают высокой чувствительностью к возможным CP -четным и CP -нечетным компонентам взаимодействий HVV и $Hf\bar{f}$. Здесь $\ell = e, \mu$ обозначает тип заряженного лептона, так что $\ell\bar{\ell}$ соответствует либо e^-e^+ , либо $\mu^-\mu^+$; $V = W, Z$ обозначает электрослабый векторный бозон, а f – фундаментальный фермион СМ, то есть лептон или кварк. Детальное моделирование детекторов показывает, что при интегральной светимости в несколько аб⁻¹ достижима точность измерения параметров CP -смешивания на уровне нескольких процентов [11–13].

Экспериментально информация о CP -свойствах извлекается из наблюдаемых величин, нечетных относительно пространственной инверсии. В частности, поперечные спиновые корреляции продуктов распада τ в канале $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ и угловые распределения в процессе $e^+e^- \rightarrow ZH$ (при $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$) могут быть непосредственно выражены через различия между CP -четными и CP -нечетными константами связи. Были разработаны и проверены с помощью детального моделирования детектора методы анализа, использующие оптимальные наблюдаемые величины и матричные элементы. Оба подхода выигрывают от низкого уровня фона и хорошо определенного начального состояния в e^+e^- -столкновениях [12, 14].

Прецизионные измерения на лептонных коллайдерах и результаты БАК при высоких энергиях могут взаимно дополнять друг друга. Существенные ограничения на CP -нечетные примеси получены на БАК (Большой Адронный Коллайдер). Однако их чувствительность, особенно к малым CP -нарушающим фазам в фермионных связях, может быть значительно повышена измерениями на фабриках бозонов Хиггса. Такие измерения позволяют получить модельно-независимую оценку тензоров констант связи и чувствительных к фазе наблюдаемых величин. В совокупности эти эксперименты либо ограничат CP -нарушающие параметры в расширениях сектора бозона Хиггса, либо позволят обнаружить физику за пределами СМ на электрослабом масштабе [2, 15].

В ряде исследований были изучены верхние пределы на CP -параметры в различных сценариях. Недавние измерения ATLAS и CMS ограничили аномальные CP -четные и CP -нечетные вклады во взаимодействие HVV с использованием полного набора данных Run 2. Комбинированный анализ ATLAS ограничивает CP -нечетный коэффициент $SMEFT$ $c_{H\widetilde{W}}$ интервалом $[-0.14, 0.49]$ при уровне доверия 95 % для $\Lambda = 1$ ТэВ, если учитывается только линейный вклад соответствующего оператора размерности

шесть [16]. Используя данные с интегральной светимостью 138 фб⁻¹ в канале $H \rightarrow \gamma\gamma$, CMS получила 95 %-е доверительные интервалы $f_{a3} \in [-1.5, 1.5] \times 10^{-4}$ и $f_{a2} \in [-5.5, 1.2] \times 10^{-4}$ [17]. Здесь f_{a3} и f_{a2} параметризуют соответственно CP -нечетный и аномальный CP -четный тензорные вклады HVV . В работе [13] константа связи тензорного взаимодействия HZZ $\tilde{c}_{ZZ}$ для будущего детектора СЕРС ограничена областью $[-0.06, 0.06]$ при уровне доверия 68 %. Коллаборация ЕСФА исследовала чувствительность к CP -нечетной связи в вершине HZZ для будущего проекта FCC-ee [18]. Ожидаемая чувствительность составляет $f_{CP}^{HZZ} = \pm 1.2 \times 10^{-5}$ при уровне доверия 68 %. Точное описание CP -нарушающих параметров приведено ниже, в теоретической части. Во всех этих исследованиях используется метод правдоподобия с тремя описанными ниже угловыми наблюдаемыми ϕ, θ_1, θ_2 . Для его усовершенствования мы разрабатываем новый метод анализа данных с использованием излучения в начальном состоянии (initial state radiation, ISR), в котором обусловленный ISR сдвиг полной реконструированной энергии события E_{RECO} служит дополнительной CP -чувствительной наблюдаемой величиной.

Современные экспериментальные верхние пределы на электрические дипольные моменты (ЭДМ) электрона и нейтрона позволяют ограничить возможные CP -нечетные взаимодействия бозона Хиггса Стандартной модели в рамках конкретных BSM-сценариев, например модели с двумя хиггсовскими дублетами (2HDM) [19]. Однако эти ограничения сильно зависят от BSM-модели и ее внутренних параметров. Поэтому вычисление ЭДМ по двухпетлевой диаграмме типа Барра–Зи с виртуальным бозоном Хиггса и прямые поиски CP -нечетной компоненты бозона Хиггса на коллайдерах представляют собой взаимодополняющие подходы. При некоторых условиях вычисления ЭДМ могут давать ограничения того же уровня или даже более строгие. Дополнительные сведения приведены в теоретическом обзоре [20].

Из-за эффектов ISR реконструированная полная энергия события отличается от номинальной энергии в системе центра масс. Полное сечение процессов с вершиной HZZ зависит от CP -свойств константы связи. Поэтому распределение E_{RECO} чувствительно к CP -свойствам. Таким образом, в разработанном методе ISR рассматривается не только как радиационный эффект, размывающий номинальную энергию столкновения, но и как дополнительный источник CP -чувствительной информации, фактически обеспечивающий энергетическое сканирование ниже номинальной энергии в системе центра масс. Насколько

нам известно, это первый анализ CP -свойств бозона Хиггса, в котором обусловленные ISR сдвиги энергии события явно используются как источник экспериментальной информации.

В данном исследовании мы рассматриваем процесс $e^+e^- \rightarrow ZH$ с последующим распадом $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, который обеспечивает чистое и хорошо реконструируемое конечное состояние для изучения тензорной структуры вершины HZZ на будущих фабриках бозонов Хиггса. Проектируемый СЕРС, работающий при энергии в системе центра инерции 240 ГэВ, может обеспечить оптимальные условия для прецизионных исследований свойств бозона Хиггса. При интегральной светимости 5.6 аб^{-1} в условиях низкого фона ожидается более миллиона бозонов Хиггса. Процесс $e^+e^- \rightarrow ZH$ позволяет точно реконструировать углы рождения и распада, а также угол между соответствующими плоскостями, используя точно измеренные мюоны от распада Z -бозона. Эти углы чувствительны к возможным CP -нечетным примесям в константе связи бозона Хиггса с Z -бозоном. Наша цель – оценить возможности СЕРС по ограничению или обнаружению новых источников нарушения CP -симметрии в секторе нарушения электро-слабой симметрии.

Существует несколько эквивалентных способов параметризации тензорной структуры взаимодействия HZZ в эффективном лагранжиане. В этой работе мы используем формализм Higgs Characterisation (HC) [21], который обеспечивает удобное и калибровочно инвариантное описание возможных CP -четных и CP -нечетных примесей в секторе бозона Хиггса. Эффективный лагранжиан взаимодействия скалярного и псевдоскалярного состояний Хиггса с Z -бозоном имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{HZZ} = & \frac{1}{2} \kappa_{SM} \cos \psi_{CP} g_{HZZ} Z_\mu Z^\mu H - \\ & - \frac{1}{4\Lambda} \left[\cos \psi_{CP} \kappa_{HZZ} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \right. \\ & \left. + \sin \psi_{CP} \kappa_{AZZ} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right] H, \end{aligned} \quad (1)$$

где $Z_{\mu\nu}$ обозначает тензор напряженности поля Z -бозона, а $\tilde{Z}^{\mu\nu}$ – дуальный ему тензор. Параметр ψ_{CP} является углом CP -смешивания, равным нулю в СМ, а Λ – энергетический масштаб BSM-физику. Первое слагаемое в уравнении 1 соответствует вершине HZZ Стандартной модели, второе представляет собой CP -четный тензорный вклад с константой связи κ_{HZZ} , а последнее описывает CP -нечетную тензорную компоненту, пропорциональную κ_{AZZ} .

Более широко используемым обозначением является параметр $\tilde{c}_{ZZ}$, через который CP -нарушающую часть эффективного лагранжиана можно выразить следующим образом:

$$\mathcal{L}_{CPV} = \frac{H}{v} \left(\tilde{c}_{ZZ} \frac{g_1^2 + g_2^2}{4} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right), \quad (2)$$

где $g_1 = 0.358$ и $g_2 = 0.648$ – электрослабые калибровочные константы связи, а v обозначает вакуумное среднее поля Хиггса. Затем значения ψ_{CP} переводятся в $\tilde{c}_{ZZ}$ для сравнения с другими исследованиями.

Другим способом параметризации нарушения CP -симметрии являются обозначения f_{CP} , f_{g2} и f_{g4} , подробно описанные в [22]. Однако параметры f зависят от сечения процесса и энергии в системе центра масс, поэтому прямого пересчета между $f_{CP}(f_{gi})$ и $\tilde{c}_{ZZ}$ не существует. Для экспериментальной конфигурации, рассматриваемой в данной работе, верхние пределы на параметры нарушения CP -симметрии можно приближенно связать соотношением

$$f_{CP} = 4 \times 10^{-3} \cdot \tilde{c}_{ZZ}^2, \quad (3)$$

справедливым в пределе малых значений параметров. На эксперименте FCC-ee ожидается сходная конфигурация, поэтому верхний предел можно приближенно пересчитать из $f_{CP}^{HZZ} = 1.2 \times 10^{-5}$ в $\tilde{c}_{ZZ} \approx 0.06$, этот результат был получен в предположении интегральной светимости 10.8 аб^{-1} .

2. Экспериментальная методика.

А. Монте-Карло моделирование и реконструкция событий. Для вычисления матричных элементов и моделирования фазового пространства методом Монте-Карло используется генератор WHIZARD версии 3.1.6 [23, 24]. Модель Higgs Characterisation включена в генератор, и с ее помощью получены наборы данных с различными значениями ψ_{CP} , соответствующими $\tilde{c}_{ZZ}$ в диапазоне $[-1.2, 1.2]$. Генерация событий выполнена для процесса

$$e^+e^- \rightarrow HZ, \quad H \rightarrow \text{все моды}, \quad Z \rightarrow \mu^+\mu^-$$

при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 240 \text{ ГэВ}$ с учетом эффектов ISR. Генератор WHIZARD вычисляет эффекты ISR во всех порядках теории возмущений для мягкого фотонного излучения, а жесткие коллинеарные фотоны рассчитываются явно порядок за порядком, в данном анализе – до третьего порядка включительно. В дальнейшем точность расчета эффектов ISR можно проверить на процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- \gamma_{ISR}$, сравнив распределения $M(\mu^+\mu^-)$

в экспериментальных данных и моделировании методом Монте-Карло. Параметр κ_{HZZ} полагается равным нулю, тогда как κ_{AZZ} и Λ выбираются таким образом, чтобы полное сечение процесса не зависело от ψ_{CP} , что обеспечивает одинаковое полное число событий в каждом наборе данных. После этого CP -нечетная примесь регулируется изменением только угла CP -смешивания.

На следующем шаге Pythia6 [25] используется для моделирования адронизации и эффектов излучения в конечном состоянии (final state radiation, FSR). Полученные выборки передаются в программный пакет DELPHES [26] с картой детектора CEPС для быстрого моделирования отклика детектора.

Z -бозон реконструируется по двум мюонам. Бозон Хиггса в данном анализе непосредственно не реконструируется. Его четырехимпульс определяется как импульс отдачи относительно Z -бозона в предположении двухчастичного конечного состояния.

В. Угловые распределения. Для изучения CP -свойств бозона Хиггса в анализе используются три угловые наблюдаемые: ϕ , θ_1 и θ_2 . Угол θ_1 определяется как угол рождения между направлением пучка e^- и направлением движения Z -бозона. Угол θ_2 — это угол распада между направлением движения Z -бозона и направлением конечного мюона μ^- в системе покоя Z -бозона. Угол ϕ определяется как угол между плоскостью рождения HZ и плоскостью распада Z -бозона. Все три угла показаны на рис. 1.

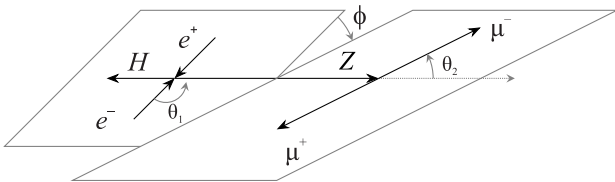


Рис. 1. Кинематика процесса $e^+e^- \rightarrow HZ$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$

Эти наблюдаемые величины чувствительны к CP -свойствам бозона Хиггса, поэтому их распределения различаются для разных примесей CP -нечетной и CP -четной компонент.

Для иллюстрации различий угловых распределений при разных CP -свойствах бозона Хиггса сгенерированы три реперные выборки: чистое CP -четное скалярное состояние $|0^+\rangle$, чистое CP -нечетное псевдоскалярное состояние $|0^-\rangle$ и смешанное состояние $1/\sqrt{2}(|0^+\rangle + |0^-\rangle)$. Распределения ϕ , θ_1 и θ_2 показаны на рис. 2.

С. ISR сдвиг энергии. В дополнение к угловым наблюдаемым рассматривается еще одна переменная,

чувствительная к CP -свойствам бозона Хиггса. Фотоны ISR преимущественно испускаются близко по направлению к оси пучка и уносят часть энергии события. Полная реконструированная энергия события с учетом эффектов ISR определяется как

$$E_{\text{RECO}} = E_H + E_Z. \quad (4)$$

Поскольку бозон Хиггса непосредственно не реконструируется, E_H определяется в предположении нулевого полного импульса события:

$$E_H = \sqrt{p_H^2 + m_H^2} \approx \sqrt{p_Z^2 + m_H^2}. \quad (5)$$

Распределение E_{RECO} зависит от энергетического спектра ISR и сечения процесса $\sigma(\sqrt{s})$:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow HZ, \sqrt{s}, E_{\text{ISR}}) &\approx \\ &\approx \sigma(e^+e^- \rightarrow HZ, E_{\text{RECO}}, 0). \end{aligned} \quad (6)$$

Хотя спектр ISR не зависит от CP -свойств процесса, сечение от них зависит. Отношение экспериментального и теоретического распределений переменной E_{RECO} соответствует отношению экспериментального и теоретического борновских сечений процесса $e^+e^- \rightarrow HZ$. Поэтому измерение распределения E_{RECO} фактически эквивалентно энергетическому сканированию в области между суммой масс Z -бозона и бозона Хиггса и $\sqrt{s}$. В дальнейшем это может быть использовано для проверки других BSM-моделей.

Процесс $e^+e^- \rightarrow ZH$ протекает по s -каналу с промежуточным Z^* -бозоном. Для произвольных CP -свойств бозона Хиггса амплитуду можно представить в виде

$$M = \cos \psi_{CP} M^+ + \sin \psi_{CP} M^-, \quad (7)$$

где M^+ и M^- соответствуют переходам $1^- \rightarrow 0^+1^-$ и $1^- \rightarrow 0^-1^-$ соответственно. В случае M^+ частицы конечного состояния рождаются в s -волне, а в случае M^- — в p -волне, что приводит к различному поведению сечений. Зависимость $\sigma(\sqrt{s})$ от энергии в системе центра масс для скалярного $|0^+\rangle$, псевдоскалярного $|0^-\rangle$ и смешанного состояний бозона Хиггса показана на рис. 3. Сечения рассчитаны без учета эффектов ISR.

Различие форм зависимостей сечений приводит к различиям в распределениях E_{RECO} . Распределения для трех реперных выборок, описанных в предыдущем подразделе, показаны на рис. 2 (вверху справа). Эта наблюдаемая обеспечивает дополнительную чувствительность и может использоваться для улуч-

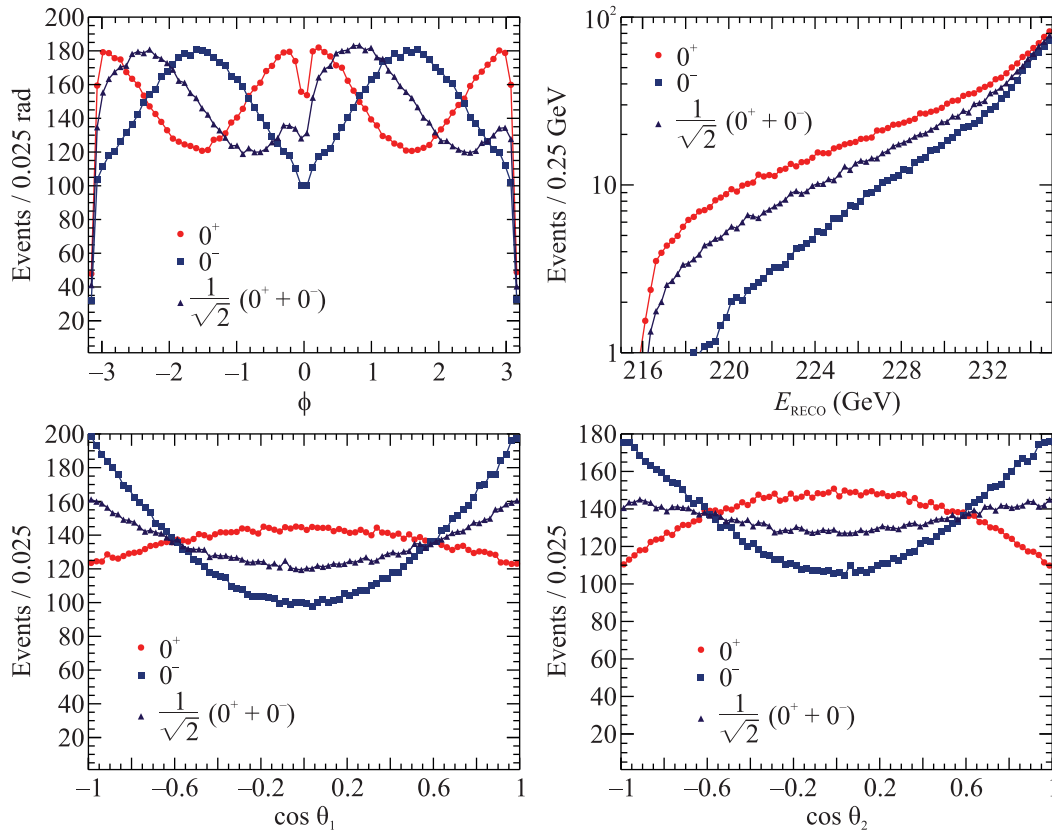


Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределения наблюдаемых для различных CP -свойств бозона Хиггса в процессе $e^+e^- \rightarrow HZ$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ при $\sqrt{s} = 240$ ГэВ. Показаны распределения ϕ (вверху слева), E_{RECO} (вверху справа), $\cos \theta_1$ (внизу слева) и $\cos \theta_2$ (внизу справа). Выборки с различными CP -свойствами бозона Хиггса обозначены красными кругами для квантовых чисел 0^+ , синими квадратами для 0^- и фиолетовыми треугольниками для $1/\sqrt{2} (|0^+\rangle + |0^-\rangle)$

шения верхних пределов на CP -нечетную примесь в секторе Хиггса.

Чтобы использовать эту наблюдаемую в анализе, необходимо точно реконструировать энергию события. Однако из-за эффектов FSR распределение разности между истинной и реконструированной полной энергией события Δ имеет значительный негауссовский хвост:

$$\Delta = E_{\text{true}} - E_{\text{RECO}}, \quad (8)$$

где E_{true} – полная энергия события, полученная из генераторной информации моделирования методом Монте-Карло. Чтобы ослабить влияние этих эффектов и улучшить энергетическое разрешение, к мюонам добавляются фотоны FSR, реконструированные детектором внутри конуса $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)} < 0.3$ вокруг мюонов, а также применяется предварительный отбор по инвариантной массе пары мюонов $M_{\mu^+\mu^-} > 86$ ГэВ. На рисунке 4 показано двумерное распределение E_{true} относительно E_{RECO} после предварительного отбора. На рисунке 5 показано одномерное распределение Δ до и после предварительного отбора и добавления фотонов к мюонам. Со-

держимое бинов приведено в логарифмической шкале. После процедур предварительного отбора эффективная гауссовская ширина переменной Δ составляет 0.48 ГэВ.

Наблюдаемая, использующая ISR, непосредственно чувствительна к абсолютному масштабу импульса мюонов. В техническом проекте (*technical design report*, TDR) референсного детектора СЕРС для лептонов с импульсами ниже 100 ГэВ требуется разрешение по поперечному импульсу на уровне промилле [5]. Согласно приведенной в TDR комбинированной параметризации трековой системы, ожидаемое разрешение для мюона в баррельной области с $p_T \simeq 50$ ГэВ, типичного для рассматриваемых в данном анализе мюонов, имеет порядок $\sigma_{p_T} \simeq 0.1$ ГэВ. Это разрешение по импульсу для отдельного события следует отличать от неопределенности абсолютной калибровки импульсов, которую можно определить значительно точнее с помощью больших калибровочных выборок.

События Баба-рассеяния в совокупности с точной трековой информацией от внутреннего и внешнего

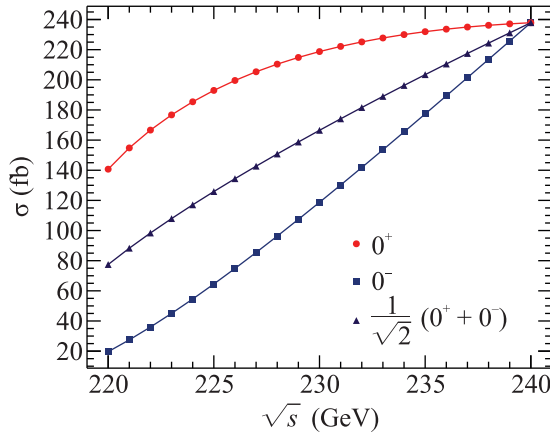


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость сечения $\sigma(\sqrt{s})$ от энергии в системе центра масс для различных CP -свойств бозона Хиггса в процессе $e^+e^- \rightarrow HZ$. Красные круги соответствуют выборке 0^+ , синие квадраты – 0^- , а фиолетовые треугольники – примеси $1/\sqrt{2}(|0^+| + |0^-|)$. При $\sqrt{s} = 240$ ГэВ сечения предполагаются равными

кремниевых трекеров можно использовать для определения и коррекции пространственных искажений в ТРС. Абсолютную калибровку импульса мюонов можно контролировать с помощью выборок процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ с высокой статистикой, а также точно известной массы Z -бозона. Поэтому большая калибровочная статистика, ожидаемая на СЕРС, должна позволить удерживать неопределенность абсолютной нормировки импульса мюонов на уровне существенно ниже разрешения по импульсу отдельного мюона.

Следовательно, ожидается, что вклад неопределенности нормировки импульса мюонов в E_{RECO} будет значительно меньше эффективного разрешения 0.48 ГэВ для Δ , полученного в данном анализе. Тем не менее остаточная неопределенность абсолютной калибровки импульса может вызывать миграцию событий вблизи границ интервалов E_{RECO} и должна учитываться как экспериментальная систематическая неопределенность в будущем анализе данных.

Д. Фоновые процессы и критерии отбора. Сгенерированы основные фоновые процессы для изучаемого сигнала, включая процесс $\mu^+\mu^-$ и четырехфермионные процессы, разделенные на категории ZZ ($\mu^+\mu^- + q\bar{q}/e^+e^-/\nu_e\bar{\nu}_e/\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$) и WW/ZZ ($\mu^+\mu^- \nu_\mu\bar{\nu}_\mu$) с учетом интерференции:

1. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$;
2. $e^+e^- \rightarrow ZZ$;
3. $e^+e^- \rightarrow WW/ZZ$.

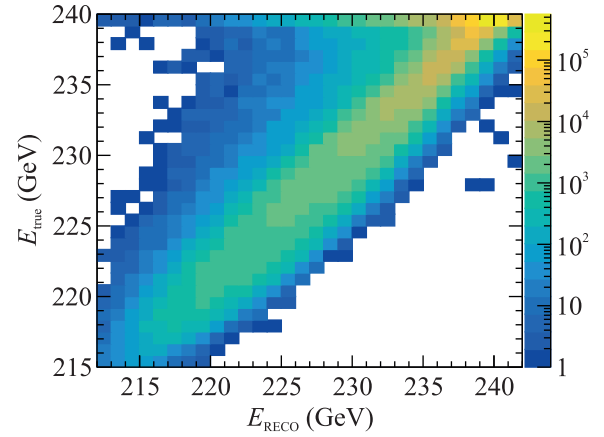


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость E_{true} от E_{RECO} для сигнального процесса $e^+e^- \rightarrow HZ$ после добавления фотонов к мюонам и предварительного отбора по $M_{\mu^+\mu^-}$

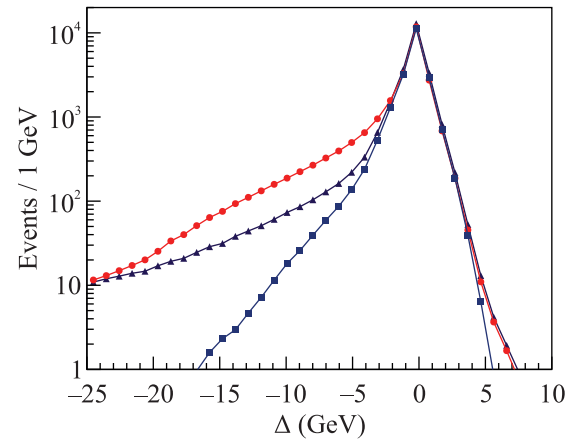


Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение $\Delta = E_{\text{true}} - E_{\text{RECO}}$ до добавления фотонов к мюонам (красные круги), после добавления фотонов (фиолетовые треугольники), после добавления фотонов и предварительного отбора по $M_{\mu^+\mu^-}$ (синие квадраты)

В расчеты включены диаграммы лидирующего порядка с резонансным рождением Z - и W -бозонов на массовой поверхности, а также нерезонансные диаграммы следующих порядков. Вклад последних в сечения составляет несколько процентов.

Для подавления этих фонов при дополнительном предварительном отборе событий требуются два противоположно заряженных мюона и дополнительная активность в детекторе: по крайней мере, одна реконструированная адронная струя или идентифицированный электрон. Такой предварительный отбор эффективно подавляет процессы $\mu^+\mu^-$ и WW/ZZ , хотя небольшое число событий проходит его из-за эффектов FSR и адронизации. Числа событий и эффективности предварительного отбора приведены в табл. 1.

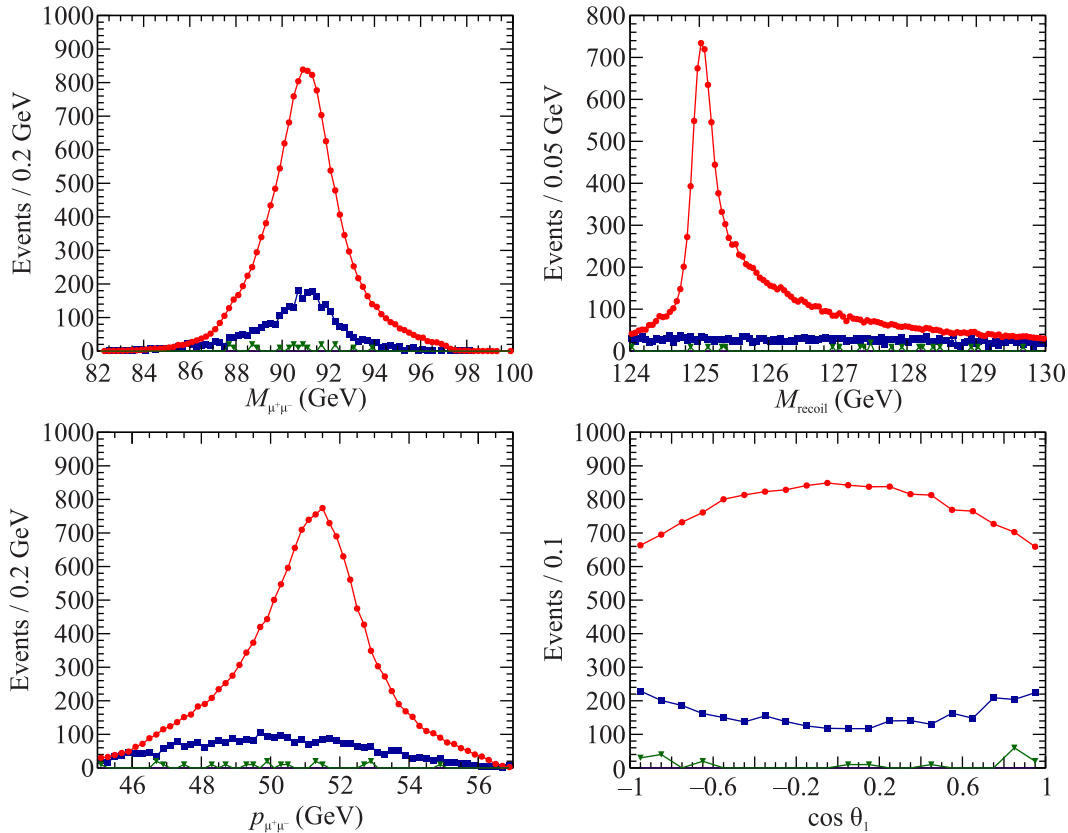


Рис. 6. (Цветной онлайн) Распределения наблюдаемых в сигнальном и фоновых процессах при $\sqrt{s} = 240$ ГэВ. Показаны распределения $M_{\mu^+\mu^-}$ (вверху слева), M_{recoil} (вверху справа), $p_{\mu^+\mu^-}$ (внизу слева) и $\cos \theta_1$ (внизу справа). Процесс HZ (сигнал) обозначен красными кругами, ZZ – синими квадратами, WW/ZZ – фиолетовыми треугольниками вершиной вверх, а $\mu^+\mu^-$ – зелеными треугольниками вершиной вниз

Таблица 1. Числа событий в исследуемых выборках после описанного выше предварительного отбора при $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5.6 \text{ аб}^{-1}$ и $\sqrt{s} = 240$ ГэВ

Process $e^+e^- \rightarrow$	Events before preselection	Events after preselection	ε (%)
$HZ, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	37832	27453	72.56
ZZ	2205920	1000920	45.37
$\mu^+\mu^-$	31879327	30821	0.09
WW/ZZ	1237982	293	0.02

После предварительного отбора сохраняется существенный вклад событий ZZ и $\mu^+\mu^-$, который дополнительно подавляется различными критериями отбора в разных диапазонах E_{RECO} .

Для подавления фоновых событий рассматриваются следующие наблюдаемые величины:

1. $M_{\mu^+\mu^-}$ – инвариантная масса системы двух мюонов, главным образом подавляет события $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и эффекты FSR;
2. M_{recoil} – масса отдачи относительно системы двух мюонов, главным образом подавляет события $e^+e^- \rightarrow ZZ$;

3. $p_{\mu^+\mu^-}$ – импульс системы двух мюонов;

4. $\cos \theta_1$ – косинус угла рождения системы HZ , подавляет события $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

Наблюдаемые величины исследуются в четырех диапазонах E_{RECO} . Для разных диапазонов E_{RECO} выбраны следующие оптимальные требования к $p_{\mu^+\mu^-}$:

1. $238 < E_{\text{RECO}} < 242$ ГэВ, $45 < p_{\mu^+\mu^-} < 57$ ГэВ;
2. $235 < E_{\text{RECO}} < 238$ ГэВ, $42 < p_{\mu^+\mu^-} < 54$ ГэВ;
3. $230 < E_{\text{RECO}} < 235$ ГэВ, $39 < p_{\mu^+\mu^-} < 49$ ГэВ;
4. $215 < E_{\text{RECO}} < 230$ ГэВ, $26 < p_{\mu^+\mu^-} < 42$ ГэВ.

Такой подход подавляет фоновые процессы и учитывает эволюцию угловых наблюдаемых с E_{RECO} . Во всех диапазонах применяются критерии $86 < M_{\mu^+\mu^-} < 96$ ГэВ и $|\cos \theta_1| < 0.98$. Оставшиеся после отбора числа событий каждого процесса в каждом диапазоне E_{RECO} приведены в табл. 2. Распределения этих наблюдаемых в первом диапазоне E_{RECO}

для сигнального и фоновых процессов показаны на рис. 6. Рисунки 6 получены с применением всех критериев, кроме критерия для представленной на соответствующем графике переменной.

Таблица 2. Числа событий в исследуемых выборках после описанного выше отбора в различных диапазонах E_{RECO}

Process/Range (GeV)	[238, 242]	[235, 238]	[230, 235]	[215, 230]
HZ	14901	2309	3152	400
ZZ	2687	832	3372	289
$\mu^+\mu^-$	12	18	18	10
WW/ZZ	2	2	1	3

3. Анализ. Анализ основан на трехмерной бинированной функции правдоподобия, построенной по угловым наблюдаемым ϕ , $\cos\theta_1$ и $\cos\theta_2$:

$$\mathcal{L} = \prod_{i,j,k} \text{Pois}(\mu_{i,j,k} | N_{i,j,k}), \quad (9)$$

где i , j и k обозначают номера бинов по ϕ , $\cos\theta_1$ и $\cos\theta_2$ соответственно. Здесь $N_{i,j,k}$ – наблюдаемое число событий в каждом бине, а $\mu_{i,j,k}$ – ожидаемое в соответствии с СМ число событий. Поскольку эффекты детектора размывают наблюдаемые, аналитической модели для $\mu_{i,j,k}$ не существует. Вместо этого ожидаемые значения $\mu_{i,j,k}$ определяются по моделированной выборке, содержащей примерно на два порядка больше событий, чем анализируемая выборка, с последующим масштабированием к той же светимости. Эта процедура уменьшает статистическую неопределенность распределения μ . Функция правдоподобия вычисляется в четырех интервалах E_{RECO} , в каждом из которых применяются соответствующие критерии отбора.

Для сравнения также выполняется анализ без учета ISR параметра, позволяющий оценить улучшение верхнего предела при использовании предложенного метода. Функция правдоподобия строится таким же образом, но без разбиения по E_{RECO} . Для всех событий используется единый набор критериев отбора, оптимизированный по наилучшей ожидаемой значимости. Функция правдоподобия для нулевой гипотезы $\mathcal{L}_0$ вычисляется при $\tilde{c}_{ZZ} = 0$, тогда как функции правдоподобия для альтернативных гипотез $\mathcal{L}_1$ оцениваются по моделированным выборкам со значениями $\tilde{c}_{ZZ}$ в диапазоне $[-1.2, 1.2]$. Тестовая статистика определяется как

$$S = -2 \ln \frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_0}, \quad (10)$$

а ее зависимость от $\tilde{c}_{ZZ}$ показана на рис. 7. Полученные значения S аппроксимируются полиномиаль-

ной функцией вида $ax^2 + bx^4$. Форма аппроксимирующей функции выбрана из теоретических соображений. Полное сечение процесса пропорционально квадрату матричного элемента $|M|^2$, который можно разложить на CP -четную и CP -нечетную амплитуды:

$$M = M^+ + \tilde{c}_{ZZ} M^-, \quad (11)$$

поэтому квадрат матричного элемента является квадратичной функцией $\tilde{c}_{ZZ}$:

$$|M|^2 = |M^+|^2 + 2\tilde{c}_{ZZ} \text{Re}(M^+(M^-)^\dagger) + \tilde{c}_{ZZ}^2 |M^-|^2. \quad (12)$$

Отсюда следует форма функции, используемой для аппроксимации правдоподобия. Результат аппроксимации показан на рис. 7 как для анализа с учетом E_{RECO} , так и без него. Верхний предел из анализа без этой поправки согласуется с результатом работы [13] для канала $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$: $[-0.08, 0.07]$ для $\tilde{c}_{ZZ}$ при уровне доверия 68 % (1σ). Учет E_{RECO} улучшает ожидаемый верхний предел на $\tilde{c}_{ZZ}$ при уровне доверия 68 % (1σ) с 0.071 до 0.062, что соответствует улучшению примерно на 15 %.

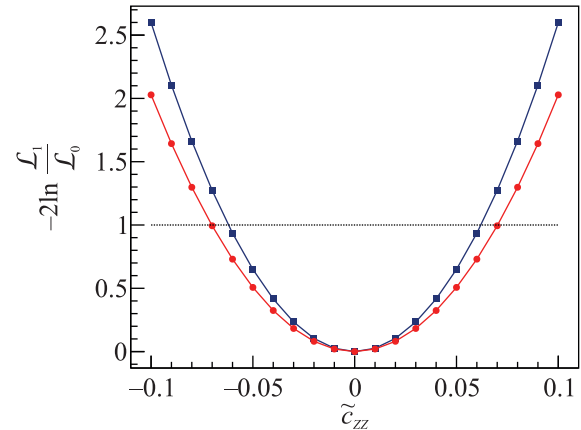


Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость тестовой статистики $-2 \ln(\mathcal{L}_1/\mathcal{L}_0)$ от $\tilde{c}_{ZZ}$. Точки соответствуют моделированным выборкам, а кривая показывает аппроксимацию функцией $ax^2 + bx^4$. Красная линия с кругами соответствует угловому анализу правдоподобия, синяя линия с квадратами – анализу с учетом ISR. Штриховая линия показывает уровень доверия 68 % (1σ)

4. Заключение.

В данной работе исследована чувствительность эксперимента на Кольцевом электрон-позитронном коллайдере СЕРС к возможным CP -нарушающим примесям в константе связи HZZ в рамках формализма Higgs Characterisation. Моделирование методом Монте-Карло с учетом эффектов излучения в начальном состоянии и отклика детектора выполне-

но для процесса $e^+e^- \rightarrow ZH$ с $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ и соответствующих фоновых процессов. Основным методическим результатом работы является разработка нового метода анализа данных с использованием излучения в начальном состоянии для изучения CP -структуры бозона Хиггса. Вместо того чтобы рассматривать ISR только как радиационную поправку, метод использует обусловленные ISR сдвиги полной реконструированной энергии события E_{RECO} , разделяет данные на интервалы эффективной энергии столкновения и объединяет соответствующие зависимости от энергии угловые распределения в многомерном анализе правдоподобия. Новый метод улучшает ожидаемый верхний предел на параметр CP -нечетной константы связи $\tilde{c}_{ZZ}$ при уровне доверия 68 % с 0.071 до 0.062, что соответствует улучшению примерно на 15 % по сравнению с типичным анализом, основанным только на угловых наблюдаемых. Это показывает, что чувствительные к ISR наблюдаемые могут давать дополнительную информацию и повышать точность измерений CP -свойств на будущих фабриках бозонов Хиггса. Для предложенного метода необходимы высокое разрешение по энергии мюонов и малый разброс энергии пучка, поэтому его можно применять и на других будущих фабриках бозонов Хиггса, таких как FCC-ee, ILC и CLIC, без дополнительных изменений детектора. Поскольку на коллайдерах ILC и CLIC предполагается использовать поляризованные пучки, теоретическое описание наблюдаемых станет сложнее. Разработанный подход можно распространить на другие каналы рождения и распада бозона Хиггса, что открывает перспективный путь к комплексным и модельно-независимым проверкам CP -симметрии в секторе Хиггса на лептонных коллайдерах следующего поколения.

Авторы благодарят Ли Ганга (Li Gang) за комментарии к статье.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 25-22-00716.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A.M. Sirunyan et al. (CMS Collaboration), "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Physics Letters B* **716**, 1 (2012).
2. G. Aad, B. Abbott, D. C. Abbott et al. (ATLAS Collaboration), "Measurement of the CP properties of Higgs boson interactions with τ -leptons with the ATLAS detector", *Eur. Phys. J. C* **83**, 563 (2023).

3. H. Cheng, W.H. Chiu, Y. Fang et al. (Collaboration), "The Physics potential of the CEPC. Prepared for the US Snowmass Community Planning Exercise (Snowmass 2021)", arXiv:2205.08553 [hep-ph].
4. W. Abdallah, T.C.A. de Freitas, K. Afanaciev et al. (The CEPC Study Group), "CEPC Technical Design Report – Accelerator (v2)", arXiv:2312.14363 [physics.acc-ph].
5. W. Abdallah, T.C.A. de Freitas, K. Afanaciev et al. (The CEPC Study Group), "CEPC Technical Design Report – Reference Detector", arXiv:2510.05260 [hep-ex].
6. A. Abada, M. Abbrescia, S.S. AbdusSalam et al. (the FCC Collaboration), "FCC-ee: The Lepton Collider", *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **228**, 261(2019).
7. C. Adolphsen, M. Barone, B. Barish et al., "The International Linear Collider Technical Design Report – Volume 3.II: Accelerator Baseline Design", arXiv:1306.6328 [physics.acc-ph].
8. T. Barklow, J. Brau, K. Fujii, J. Gao, J. List, N. Walker, and K. Yokoya, "ILC Operating Scenarios", arXiv:1506.07830 [hep-ex].
9. A. Aryshev, T. Behnke, M. Berggren et al., "The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021", arXiv:2203.07622 [physics.acc-ph].
10. M. Aicheler, P.N. Burrows, N. Catalan, R. Corsini, M. Draper, J. Osborne, D. Schulte, S. Stapnes, and M.J. Stuart, "The Compact Linear Collider (CLIC) – Project Implementation Plan", arXiv:1903.08655 [physics.acc-ph].
11. D.M. Asner, T. Barklow, C. Calancha et al., "ILC Higgs White Paper", arXiv:1310.0763 [hep-ph].
12. D. Jeans and G.W. Wilson, "Measuring the CP -state of tau lepton pairs from Higgs decay at the ILC", *Phys. Rev. D* **98**, 013007 (2018).
13. Q. Sha, A. Fadol, F. Guo, G. Li, Y. Fang, J. Gu, and X. Lou, "Probing Higgs CP properties at the CEPC in the $e^+e^- \rightarrow ZH \rightarrow \ell^+\ell^-H$ using optimal variables", *Eur. Phys. J. C* **82**, 981 (2022).
14. K. Cheung, Y.-n. Mao, S. Moretti, and R. Zhang, "Testing CP-violation in a heavy Higgs sector at CLIC", *Eur. Phys. J. C* **85**(6), 700 (2025).
15. A. Blondel, C. Grojean, P. Janot, and G. Wilkinson, "Higgs Factory options for CERN: A comparative study", arXiv:2412.13130 [hep-ph].
16. G. Aad, B. Abbott, D.C. Abbott et al. (ATLAS Collaboration), "Combination of Measurements of CP Properties of Higgs Boson Interactions with Vector Bosons Using Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector", *Phys. Rev. Lett.* **137**, 021801 (2026).
17. S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A.M. Sirunyan et al. (CMS Collaboration), "Constraints on anomalous Higgs boson couplings to vector bosons and fermions using

- the $\gamma\gamma$ final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV"; arXiv:2605.14245 [hep-ex].
- advance
18. ECFA Collaboration, "ECFA Higgs, electroweak, and top factory study", CERN-2025-005
 19. S. Inoue, M. J. Ramsey-Musolf, and Y. Zhang, " CP -violating phenomenology of flavor conserving two Higgs doublet models", Phys. Rev. D **89**, 115023 (2014).
 20. M. Pospelov and A. Ritz, "Electric Dipole Moments and New Physics", arXiv:2509.23531 [hep-ph].
 21. P. Artoisenet, P. de Aquino, F. Demartin, R. Frederix, S. Frixione, F. Maltoni, M. K. Mandal, P. Mathews, K. Mawatari, V. Ravindran, S. Sethi, P. Torielli, and M. Zaro, "A framework for Higgs characterisation", J. High Energ. Phys. **2013**, 43 (2013).
 22. G. Aad, B. Abbott, D.C. Abbott et al. (ATLAS Collaboration), "Prospects for measurements of tensor structure of the HZZ vertex in $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ decay with ATLAS detector"; ATL-PHYS-PUB-2013-013.
 23. W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, "WHIZARD – simulating multi-particle processes at LHC and ILC", Eur.Phys.J. **C71**, 1742 (2011).
 24. M. Moretti, T. Ohl, and J. Reuter, "O'Mega: An Optimizing Matrix Element Generator"; arXiv: hep-ph/0102195.
 25. T. Sjöstrand, L. Lönnblad, and S. Mrenna, "PYTHIA 6.2 Physics and Manual"; arXiv:hep-ph/0108264.
 26. J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaître, A. Mertens, and M. Selvaggi, "DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment", J. High Energy Phys. **02**, 057 (2014).