Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 3, с. 183 – 190 

# Измерение $\mathcal{B}r(H \to Z\gamma)$ при энергии 250 ГэВ на ILC

*Е. С. Антонов*[1)], *А. Г. Друцкой*

*Физический институт академии наук им. П. Н. Лебедева, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 декабря 2022 г.
После переработки 24 декабря 2022 г.
Принята к публикации 25 декабря 2022 г.

В данной работе исследуется процесс $e^+e^- \to HZ$ с последующим распадом бозона Хиггса $H \to Z\gamma$, где оба $Z$-бозона реконструируются на основе двух струй в конечном состоянии. Анализ был выполнен с использованием Монте-Карло (МК) моделированных наборов данных, полученных в результате детальной симуляции детектора ILD при интегральной светимости 2 аб$^{-1}$, поляризации пучка $\mathcal{P}_{e^-e^+} = (-0.8, +0.3)$ и энергии центра масс $\sqrt{s} = 250$ ГэВ. Анализ был также выполнен, предполагая два набора данных при интегральной светимости 0.9 аб$^{-1}$ с поляризациями пучков $\mathcal{P}_{e^-e^+} = (\mp 0.8, \pm 0.3)$. Был изучен потенциальный вклад фоновых процессов с использованием всех доступных МК наборов данных, содержащих события, реконструированные в детекторе ILD. Наибольший фоновый вклад дает процесс $e^+e^- \to W^+W^-$, с дополнительным фотоном с высокой энергией, полученным при излучении в начальном состоянии (ISR). Для подавления этого фона мы отбираем события, где хотя бы один из двух распадов $Z$-бозона проходил с образованием $b$-струй. Для уменьшения погрешностей при реконструкции струй мы вычисляем разницу масс $M_\Delta = M(jj\gamma) - M(jj) + M(Z_{\text{nom}})$, где $M(Z_{\text{nom}}) = 91.2$ ГэВ. Для оценки ожидаемой точности измерения $\mathcal{B}r(H \to Z\gamma)$ были построены распределения $M_\Delta$ для исследуемых сигнала и суммы всех фоновых вкладов. В случае исследования МК событий, сгенерированных при одной поляризации пучков, была получена точность 22 %. Для случая с двумя наборами данных с противоположными поляризациями, описанными выше, точность снижается до 24 %. Предложенный метод может быть применен и на других рассматриваемых $e^+e^-$-коллайдерах.

DOI: 10.31857/S1234567823030011, EDN: owdbli

**1. Введение**. Открытие бозона Хиггса коллаборациями ATLAS и CMS [1, 2] в 2012 г. положило начало высокоточному измерению параметров бозона Хиггса. Хотя многие из этих параметров могут быть достаточно точно измерены на LHC, большинство из них можно будет определить на будущих $e^+e^-$-коллайдерах с более высокой точностью. В частности, канал распада $H \to Z\gamma$ хорошо подходит для изучения на лептонных коллайдерах. Обе коллаборации ATLAS [3] и CMS [4] оценили ожидаемую статистическую значимость сигнала бозона Хиггса Стандартной модели (СМ) в $1.2\sigma$ на основе полных наборов данных, накопленных при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. ATLAS рассчитывает достичь точности 19 % в измерении произведения сечения рождения и вероятности распада бозона Хиггса, используя набор данных 3000 фб$^{-1}$, который будет накоплен на LHC High Luminosity при 14 ТэВ в будущем [5].

Процесс $H \to Z\gamma$ описывается в рамках СМ петлевыми диаграммами (рис. 1) с тяжелыми заряженными частицами в петле. Потенциально тяжелые заряженные частицы, предсказанные в рамках любого сценария с расширением СМ, также могут вносить свой вклад в данный процесс [6]. Хотя относительная вероятность распада процесса $H \to Z\gamma$ слабо зависит от массы $W$-бозона [7], этот эффект находится в пределах погрешностей, полученных в данном анализе.

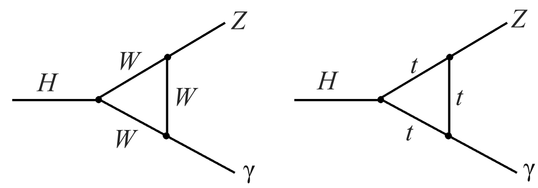


Рис. 1. Петлевые диаграммы распада бозона Хиггса $H \to Z\gamma$. Ожидается, что канал с петлей $W$ будет обладать доминирующим вкладом порядка 85–90 %

Используя моделирование методом Монте-Карло (МК) в предлагаемом эксперименте на коллайдере CEPC, проектируемом в Китае, была оценена точность измерения $\mathcal{B}r(H \to Z\gamma)$ при наборе данных 5.6 аб$^{-1}$ [8]. Был реконструирован процесс $e^+e^- \to ZH(Z\gamma)$, в котором один из $Z$-бозонов распадался по каналу $Z \to \nu\bar{\nu}$, а другой – по каналу $Z \to jj$. Две возможные комбинации соответствующих конечных

1)e-mail: antonoves@lebedev.ru

состояний были изучены вместе и была получена точность измерения $\mathcal{B}r(H \to Z\gamma) \sim 13\,\%$.

В данном анализе мы реконструируем оба $Z$-бозона из адронных струй, что позволяет увеличить статистику. Мы обозначаем напрямую рожденный $Z$-бозон как $Z_1$, чтобы отделить его от $Z$-бозона, рожденного в распаде бозона Хиггса. Существует ряд фоновых процессов с большими сечениями, которые имеют аналогичную конечную конфигурацию, включающую четыре струи и фотон с высокой энергией. Наибольший фоновый вклад дает процесс $e^+e^- \to \to W^+W^-\gamma$, в котором фотон образуется при излучении в начальном состоянии (ISR). Для подавления этого фона мы выбираем только те события, в которых хотя бы один $Z$-бозон распадается на $b\bar{b}$-струи. Метод тагирования $b$-струй обеспечивает высокую эффективность для сигнальных событий и сильное подавление фона $W^+W^-$. В конечном итоге мы изучаем следующий процесс:

$$e^+e^- \to Z_1(q\bar{q})\,H, \qquad H \to Z(q\bar{q})\gamma, \tag{1}$$

где любая из двух пар кварков может быть $b\bar{b}$ парой. Для простоты все ароматы кварковых струй анализируются вместе, однако будущие улучшения методики исследования должны включать поправки для конкретных ароматов [9].

**2. МК наборы данных и метод анализа**. Мы используем все доступные официальные образцы МК данных, подготовленные коллаборацией ILD. Все процессы генерируются с использованием пакета Whizard 2.8.5 [10] с выходным форматом LCIO [11]; адронизация выполняется с помощью Pythia6 [12]. Детальное моделирование детектора ILD (The International Large Detector) выполнено с использованием модели `ILD_l5_o1_v02` из набора программ ILCSoft [13] `v02-00-02` с использованием программного пакета DD4HEP [14]. События реконструируются с помощью Marlin [15].

Официальные наборы данных сгенерированы с учетом четырех возможных комбинаций со 100 % поляризацией пучка $\mathcal{P}_{e^-e^+} = (\pm 1.0, \pm 1.0)$ и энергией в центре масс 250 ГэВ. Процессы излучения пучка и ISR включены на уровне генерации. Перед реконструкцией на сгенерированные события накладываются адроны с низким поперечным импульсом $p_t$, которые образуются в результате высокоэнергетичных $\gamma\gamma$-процессов, а также $e^+e^-$ пар, излучаемых пучком. МК образцы данных содержат информацию обо всех частицах в событии. В частности, для представленных исследований важны банки данных MCParticles [16] и PandoraPFOs (объекты, полученные методом потока частиц с помощью программы PandoraPFA [17]). В табл. 1 представлена основная информация о данных, содержащихся в наиболее значимых для анализа МК наборах.

Описание выделения изолированных фотонов, реконструкции струй с помощью FastJet [18] и тагирования $b$-струй, выполняемые дополнительными Marlin-процессорами, представлены в следующих разделах.

Чтобы получить ожидаемое количество сигнальных или фоновых событий с поляризацией $\mathcal{P}_{e^-e^+} = = (-0.8, +0.3)$ и интегральной светимостью 2 аб$^{-1}$, мы применяем весовой коэффициент к каждому событию из МК наборов данных. Приблизительные интегральные светимости $\mathcal{L}$ приведены в табл. 1. Весовой коэффициент $W_{LR/RL}$ зависит от целевой поляризации и хиральности пучка, для которых были сгенерированы исходные МК события, а также от отношения целевой светимости к сгенерированной светимости. Для целевых значений $P_{e^-e^+} = (-0.8, +0.3)$ и 2 аб$^{-1}$ веса расчитываются следующим образом:

$$W_{LR/RL} = \left[\frac{(1 \pm 0.8)}{2} \cdot \frac{(1 \pm 0.3)}{2}\right] \cdot \frac{2\ \text{аб}^{-1}}{\mathcal{L}}. \tag{2}$$

Количество МК событий, сгенерированных до взвешивания, значительно больше, чем количество ожидаемых событий, полученных после взвешивания.

**3. Предварительный отбор событий и первичный анализ**. На генераторном уровне мы предварительно отобрали события из сигнальных МК наборов данных, в которых содержатся только определенные цепочки процессов. Все последующие отборы применяются на уровне реконструкции.

Первым шагом на этапе отбора является идентификация кандидата на изолированный фотон. Для этой цели применяется так называемый процессор IsolatedPhotonTagging. Этот процессор находит изолированные фотоны высокой энергии в событиях, используя метод двойного конуса и алгоритмы машинного обучения TMVA [19]. Для данного процессора мы использовали набор параметров и весов, включенных по умолчанию.

Для подавления фоновых вкладов, связанных с ISR-фотонами, используются две переменные: энергия фотона $E_\gamma$ и угол между направлением фотона и пучков $\cos\theta_{\gamma\text{-beam}}$. ISR-фотоны в основном расположены в областях, близких к направлениям пучка и имеют малые энергии. Сигнальные фотоны имеют плоское угловое распределение $\cos\theta_{\gamma\text{-beam}}$ и концентрируются в диапазоне энергий, показанном на рис. 2. Фотон с энергией $E_\gamma > 5$ ГэВ, имеющий максимальную энергию среди всех изолированных фо-

**Таблица 1.** Основная информация о МК наборах данных, включающих сигнал и фоны со значимым вкладом. Приведенные сечения скорректированы на относительные вероятности распадов, указанных в первом столбце

| Процесс | Интегральная светимость, аб$^{-1}$ | | Сечение, фб | | Число событий | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $e^-e^+$ поляризация | eLpR | eRpL | eLpR | eRpL | eLpR | eRpL |
| Сигнальные наборы данных | | | | | | |
| $q\bar{q}H(Z\gamma)$ | 191 | 298 | 0.52 | 0.34 | $1{\cdot}10^5$ | $1{\cdot}10^5$ |
| Фоновые наборы данных | | | | | | |
| $q\bar{q}$ | 5.00 | 5.00 | $128\cdot10^3$ | $70.4\cdot10^3$ | $6.40\cdot10^8$ | $3.52\cdot10^8$ |
| $W(q\bar{q})W(q\bar{q})$ | 5.00 | 5.12 | $14.8\cdot10^3$ | 225 | $7\cdot10^7$ | $7\cdot10^5$ |
| $Z(q\bar{q})Z(q\bar{q})$ | 5.05 | 5.11 | $1.41\cdot10^3$ | 607 | $7\cdot10^6$ | $3\cdot10^6$ |
| $Z/W(q\bar{q})Z/W(q\bar{q})$ | 5.00 | 5.32 | $12.4\cdot10^3$ | 226 | $6\cdot10^7$ | $10^6$ |
| $Z(q\bar{q})Z(\mu^+\mu^-/\tau^+\tau^-)$ | 5.01 | 5.14 | 838 | 467 | $4\cdot10^6$ | $2\cdot10^6$ |
| $q\bar{q}H(b\bar{b})$ | 0.50 | 0.78 | 199 | 128 | $10^5$ | $10^5$ |
| $q\bar{q}H(\tau^+\tau^-)$ | 23.2 | 36.3 | 21.5 | 13.8 | $5\cdot10^5$ | $5\cdot10^5$ |
| $q\bar{q}H(W^+W^-)$ | 6.81 | 10.6 | 73.4 | 47.0 | $5\cdot10^5$ | $5\cdot10^5$ |
| $q\bar{q}H(ZZ)$ | 55.6 | 86.9 | 8.99 | 5.75 | $5\cdot10^5$ | $5\cdot10^5$ |
| $\tau^+\tau^-H(\text{all})$ | 7.45 | 11.6 | 67.1 | 42.9 | $5\cdot10^5$ | $5\cdot10^5$ |

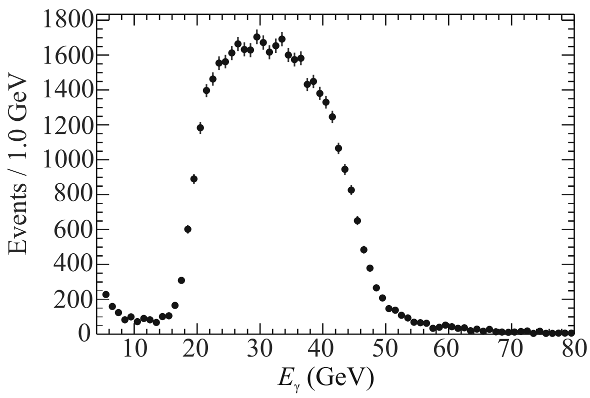


Рис. 2. Энергетическое распределение изолированных фотонов, образующихся в процессе $e^+e^- \to HZ$, где $H \to Z\gamma$

тонов в данном событии, выбирается для последующего анализа.

Мы применили отборы по энергии и полярному углу между фотоном и пучком, $E(\gamma) = [18, 50]$ ГэВ и $|\cos\theta_{\gamma\text{-beam}}| < 0.95$, соответственно. Фотоны из фонового процесса $e^+e^- \to Z\gamma$ имеют импульс 108 ГэВ и не попадают в выбираемый интервал по энергии. Для большего подавления ISR-фотонов мы также применили отбор для двумерного распределения $E_\gamma - 70\cos^2\theta_{\gamma\text{-beam}} > -10$ ГэВ. Само распределение и отбор показаны на рис. 3 для сигнала (a) и всех фоновых вкладов (b).

Наиболее опасными источниками фонов являются процессы $e^+e^- \to W^+W^-\gamma_{\text{ISR}}$ и $e^+e^- \to ZZ\gamma_{\text{ISR}}$, включающие четыре струи и ISR-фотон в конечных состояниях. Фоновый процесс $e^+e^- \to W^+W^-\gamma_{\text{ISR}}$ при eLpR поляризации пучка имеет большое сечение и должен быть сильно подавлен. Для этого мы требуем наличие хотя бы одной струи, тагированной как $b$-струя. Для реконструкции струй и тагирова-

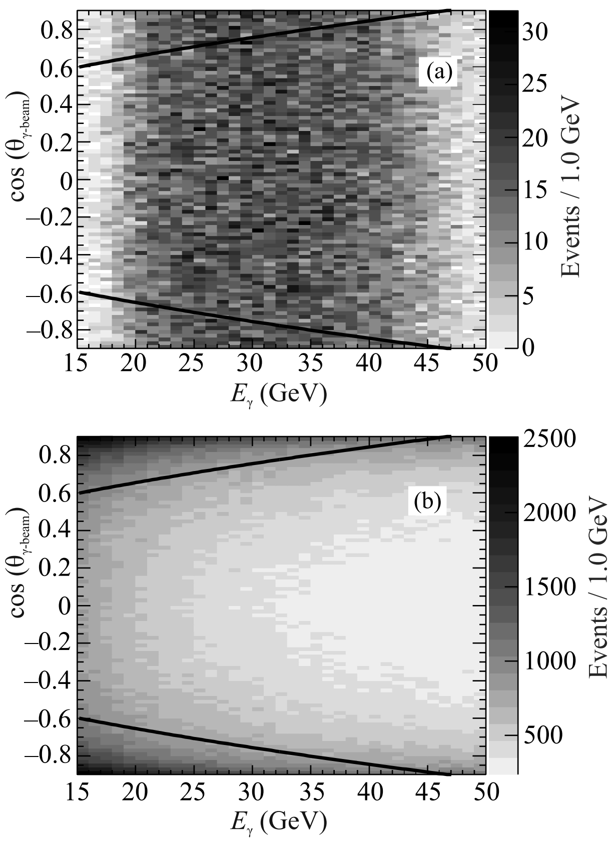


Рис. 3. Двумерные распределения $\cos\theta_{\gamma\text{-beam}}$ в зависимости от $E_\gamma$ для сигнала (a) и суммы значимых фонов (b). Кривые показывают отбор, пояснение к которому дано в тексте

ния $b$-струй в событии используется пакет программ FastJet с алгоритмом Valencia [20], специально разработанный для реконструкции струй на электрон-позитронных коллайдерах. Мы выбрали этот алгоритм из-за его высокой эффективности восстановления струй вблизи направления пучка. Для алгоритма необходимо настроить три параметра: обобщенный радиус конуса струи $R$ и параметры $\beta$ и $\gamma$, которые используются для управления порядком кластеризации струй и фоновой устойчивостью. Мы выбрали значения $\beta$ в 1.0, $\gamma$ в 0.5 и $R$ в 1.5 и формируем четыре струи из всех частиц в событии, кроме идентифицированного фотона.

Вероятность MVA тагирования $b$-струи рассчитывается для применяемого алгоритма LCFI+ (Linear Collider Flavor Identification) [21]. Струи со значением правдоподобия выше 90 % считаются корректно идентифицированными. Для последующего анализа отбираются только те события, в которых корректно идентифицирована хотя бы одна $b$-струя. Для получения эффективности идентификации рассчитывается отношение количества событий с идентифицированной $b$-струей к количеству событий, содержащих $b$-кварки на генераторном уровне. Эффективность идентификации составляет ~87 % для всех поляризаций пучков. Относительные вероятности распада $Z$-бозона на адронные струи любого аромата и $b\bar{b}$-струи равны $69.91 \pm 0.06\%$ и $15.12 \pm 0.05\,\%$ [22], соответственно. Таким образом, эффективность положительного тагирования хотя бы одной $b$-струи из всех сигнальных событий с 4-мя струями составляет $\sim 34\,\%$. Вероятность ложного тагирования $b$-струй для событий с 4 струями в случае отсутствия $b$-кварков на генераторном уровне составляет 0.85 %.

Произведение сечения процесса и относительной вероятности распада, о которых говорилось выше, можно измерить экспериментально по формуле:

$$\sigma(e^+e^- \to HZ_1) \times Br(H \to Z\gamma) = \\ = N_{\rm sig}/(\mathcal{L}_{\rm int} \cdot \epsilon \cdot Br(Z_1) \cdot Br(Z)), \qquad (3)$$

где $N_{\rm sig}$ – количество сигнальных событий, полученных в конкретном канале, а $\mathcal{L}_{\rm int}$ – интегральная светимость используемого набора данных. Эффективность отбора обозначается как $\epsilon$, а соответствующие относительные вероятности распадов $Z$-бозона, взятые из PDG (Particle Data Group) [22], обозначаются как $Br(Z_1)$ и $Br(Z)$.

Чтобы получить лучшее разрешение, количество сигнальных событий с бозоном Хиггса получается с помощью распределения $M_\Delta$, вычисляемого по следующей формуле:

$$M_\Delta = M(jj\gamma) - M(jj) + M(Z_{\rm nom}), \qquad (4)$$

где $M(Z_{\rm nom}) = 91.2$ ГэВ. Распределение, построенное по этой формуле, демонстрирует более узкий пик в области массы бозона Хиггса, поскольку неопределенности реконструкции струй существенным образом сокращаются в разности масс.

**4. Результаты**. Конечное состояние сигнального канала включает один фотон и четыре струи. Чтобы сформировать бозоны $Z_1$ и $Z$ из этих четырех струй, мы вычисляем $\chi^2$ для шести возможных комбинаций двух струй, используя соответствующие массы и импульсы:

$$\chi^2 = \frac{(M(Z_1) - M(Z_{\rm nom}))^2}{\sigma^2{}_{M_{Z_1}}} + \frac{(M(Z) - M(Z_{\rm nom}))^2}{\sigma^2{}_{M_Z}} + \\ + \frac{(P(Z_1) - \overline{P}(Z_1))^2}{\sigma^2{}_{P_{Z_1}}} + \frac{(P(Z+\gamma) - \overline{P}(Z_1))^2}{\sigma^2{}_{P_{Z\gamma}}}, \qquad (5)$$

где $\overline{P}(Z_1) = 60.0$ ГэВ$/c$ – усредненный импульс $Z_1$ в процессе $e^+e^- \to HZ_1$ при энергии центра масс 250 ГэВ. Параметры $\sigma$ со значениями $\sigma_{M_{Z_1}} = 14.2$ ГэВ, $\sigma_{M_Z} = 14.3$ ГэВ, $\sigma_{P_{Z_1}} = 7.1$ ГэВ, $\sigma_{M_{Z\gamma}} = 7.7$ ГэВ – средние эффективные ширины соответствующих массовых или импульсных распределений на уровне реконструкции. Выбирается комбинация с минимальным $\chi^2$. Для последующего анализа сохраняются только события со значением $\chi^2 < 15$.

В список исследуемых фоновых процессов входят $e^+e^- \to q\bar{q}$, $e^+e^- \to Z(q_1\bar{q_1})Z(q_2\bar{q_2})$) и $e^+e^- \to \tau^+\tau^- H$. Фоновые вклады также идут из $e^+e^- \to W^+(q_1\bar{q_1})W^-(q_2\bar{q_2})$ и $e^+e^- \to Z(q\bar{q})H(\tau^+\tau^-)$ процессов. Процесс $e^+e^- \to q\bar{q}$ может быть ошибочно идентифицирован как четырехструйный процесс, и он дает большой фоновый вклад из-за огромного сечения. Некоторые фоновые процессы частично подавлены благодаря тагированию $b$-струи.

Мы применили набор дополнительных отборов для дальнейшего подавления фонов. Применяются отборы по массам $Z_1$ и $Z$-бозонов $M(Z_1/Z) > 60$ ГэВ. Поперечный импульс полной системы должен быть в области $P_t(jjjj\gamma) < 10$ ГэВ, а полная энергия системы – в области $E(jjjj\gamma) < 270$ ГэВ. Накладывается требование на значение угла спиральности $\cos\theta_h$ в интервале $[-0.95, +0.9]$. Угол спиральности рассчитывается как угол между направлением струи с бóльшим импульсом в распаде бозона Хиггса и направлением движения реконструированного бозона Хиггса $H(jj\gamma)$. Этот отбор позволяет сохранить бóльшую часть сигнальных событий, но с высокой эффективностью подавляет основные фоны. Дополнительное подавление фона обеспечивает отбор по углу между $Z_1$ и $Z$ бозонами $\cos\theta_{Z_1Z} > -0.95$. Возможные фоны, содержащие лептоны в конечном состоянии, отбрасываются требованием на общее количество реконструируемых объектов $N_{PFOs} > 60$. Число сигнальных и фоновых событий до и после отборов, соответствующих интегральной светимости 2 аб$^{-1}$ и поляризации $\mathcal{P}_{e^-e^+} = (-0.8, +0.3)$, перечислено в табл. 2 и табл. 3, соотвественно.

**Таблица 2.** Количество сигнальных событий до и после отборов. В скобках указан процент оставшихся событий по сравнению с предыдущим шагом

| $e^+e^- \to Z_1(jj)Z(jj)\gamma$ | eLpR | eRpL |
|---|---|---|
| МК события | 70100 | 69786 |
| Весовые коэффициенты | $6.1 \cdot 10^{-3}$ | $2.4 \cdot 10^{-4}$ |
| Взвешенные МК события | 430.5 | 16.4 |
| Тагирование фотонов | 388.9 (90.3 %) | 14.8 (90.4 %) |
| Тагирование $b$-струй | 131.5 (33.8 %) | 5.0 (34.0 %) |
| Взвешенные события после отборов | 58.0 (44.1 %) | 2.0 (39.0 %) |

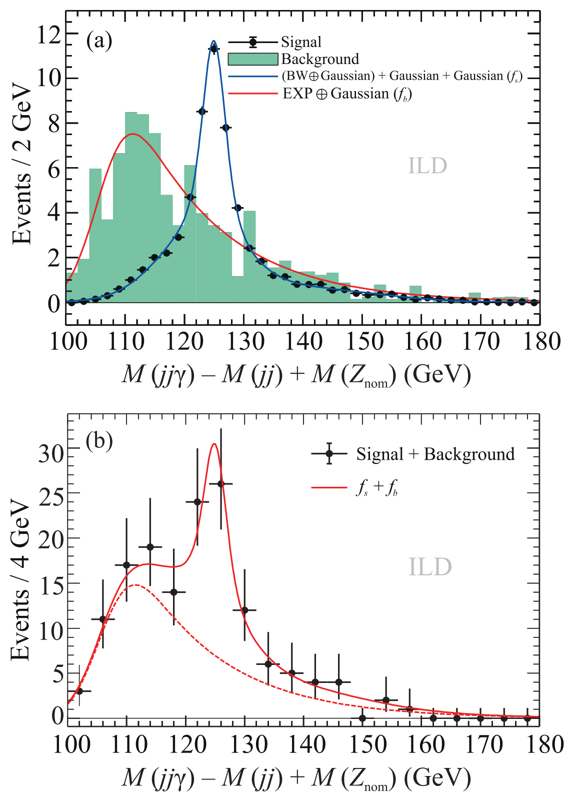


Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределения разницы масс $M_\Delta = M(jj\gamma) - M(jj) + M(Z_{\text{nom}})$, показанные для процесса $e^+e^- \to Z_1(j_1j_2)\,H(Z\gamma)$ с последующим распадом $Z \to j_3j_4$. (a) – Распределения представлены отдельно для сигнала (точки с ошибками) и фона (заштрихованная гистограмма). Результаты подгонки накладываются друг на друга: синяя сплошная кривая для сигнала и красная пунктирная кривая для фона. (b) – Сумма вкладов сигнала и фона показана точками с ошибками вместе с результатами подгонки: красная пунктирная кривая для фона и красная сплошная кривая для суммы сигнала и фона. Функции и методы подгонки описаны в тексте

Распределения сигнала и фона $M_\Delta$ после всех отборов подгоняются соответствующими функциями для получения параметров формы отдельно для сигнала и фона (рис. 4a). Значения погрешностей указывают статистические погрешности, которые намного меньше, чем флуктуации ожидаемых данных. Распределение сигнала $F_S(m)$ моделируется суммой трех функций: функции Брейта–Вигнера BW, свернутой с функцией Гаусса $G_1$, и двух дополнительных функций Гаусса $G_2$ и $G_3$ для учета событий, находящихся в обоих хвостах распределения, связанных с ошибочным отбором струй с помощью метода минимального $\chi^2$:

$$F_S(m) = f_1\,\mathrm{BW} \otimes G_1 + (1 - f_1) \times [f_2\, G_2 + (1 - f_2)\, G_3]. \quad (6)$$

Соответствующие отношения обозначаются как $f_1$ и $f_2$. Ширина функции Брейта–Вигнера фиксируется в значение $\Gamma = 2.495$ ГэВ, поскольку натуральная ширина бозона $Z$ транслируется в значение $M_\Delta$. Среднее значение для первого Гаусса фиксируется в нуль.

Фон описывается функцией $F_B(m)$, представляющей собой экспоненциальную функцию, свернутую с Гауссом:

$$F_B(m) = \exp(-m/\tau) \otimes G_4. \quad (7)$$

Полученные параметры подгонки сигнала и фона приведены в табл. 4.

Затем с использованием полученных форм распределения и нормировок оцениваются статистические погрешности сигнала. Чтобы воспроизвести реальное распределение данных, взвешенные распределения сигнала и фона суммируются, содержимое каждого бина округляется до целого числа и погрешности Пуассона принимаются для содержимого бина. Рисунок 4b показывает распределение $M_\Delta$ для суммы сигнальных и фоновых событий.

Распределение суммы вкладов сигнала и фона подгоняется суммарной функцией с фиксированными формами и свободными нормировками. Для получения количества сигнальных событий применяется расширенный метод максимального правдоподобия [23]. В комбинированном распределении наблюдается ярко выраженный пик сигнала. Подгонка дает $60 \pm 13$ сигнальных событий и $89 \pm 14$ фоновых событий. Сигнальное число событий соответствует статистической погрешности 22 %.

**Таблица 3.** Число МК событий до и после ограничений, показанное для значимых фонов. Число МК событий до взвешивания и ограничений дано в столбце "Номинальное число МК событий"

| Процесс | Номинальное число МК событий | | Весовые коэффициенты | | Взвешенное число МК событий | | $\gamma$-таггинг | | $b$-таггинг | | После всех ограничений | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $e^-/e^+$ поляризация | eLpR | eRpL | eLpR | eRpL | eLpR | eRpL | eLpR | eRpL | eLpR | eRpL | eLpR | eRpL |
| $q\bar{q}$ | $6.4\cdot10^8$ | $3.5\cdot10^8$ | 0.23 | $1.4\cdot10^{-2}$ | $3.1\cdot10^7$ | $1.1\cdot10^6$ | $1.3\cdot10^7$ | $1.1\cdot10^6$ | $6.0\cdot10^6$ | $2.1\cdot10^5$ | 39.0 | 1.0 |
| $W(q\bar{q})W(q\bar{q})$ | $7.0\cdot10^7$ | $7.0\cdot10^5$ | 0.23 | $1.3\cdot10^{-2}$ | $1.6\cdot10^7$ | $1.6\cdot10^5$ | $1.5\cdot10^6$ | 809.3 | $1.1\cdot10^4$ | 6.5 | 2.0 | 0.0 |
| $Z(q\bar{q})Z(q\bar{q})$ | $7.0\cdot10^6$ | $3.0\cdot10^6$ | 0.23 | $1.4\cdot10^{-2}$ | $1.6\cdot10^6$ | $4.2\cdot10^4$ | $1.4\cdot10^5$ | $3.7\cdot10^3$ | $5.0\cdot10^4$ | $1.4\cdot10^3$ | 12.0 | 0.0 |
| $Z/W(q\bar{q})Z/W(q\bar{q})$ | $6.0\cdot10^7$ | $10^6$ | 0.23 | $1.3\cdot10^{-2}$ | $1.4\cdot10^7$ | $1.3\cdot10^4$ | $1.2\cdot10^6$ | $1.4\cdot10^3$ | $8.3\cdot10^3$ | 10.0 | 2.0 | 0.0 |
| $Z(q\bar{q})Z(\mu\mu/\tau\tau)$ | $4.0\cdot10^6$ | $2.0\cdot10^6$ | 0.21 | $1.1\cdot10^{-2}$ | $8.4\cdot10^5$ | $2.2\cdot10^4$ | $7.2\cdot10^4$ | $2.3\cdot10^3$ | $1.2\cdot10^4$ | 373.7 | 14.0 | 0.0 |
| $q\bar{q}H(b\bar{b})$ | $10^5$ | $10^5$ | 0.17 | $6.6\cdot10^{-3}$ | $1.7\cdot10^4$ | 657.6 | 961.2 | 38.1 | 860.7 | 33.9 | 1.0 | 0.0 |
| $q\bar{q}H(\tau^+\tau^-)$ | $5.0\cdot10^5$ | $5.0\cdot10^5$ | 0.04 | $1.5\cdot10^{-3}$ | $2.0\cdot10^4$ | 760.9 | $2.1\cdot10^3$ | 83.4 | 403.3 | 15.3 | 1.0 | 0.0 |
| $q\bar{q}H(W^+W^-)$ | $5.0\cdot10^5$ | $5.0\cdot10^5$ | 0.14 | $3.0\cdot10^{-3}$ | $7\cdot10^4$ | $1.5\cdot10^3$ | $3.5\cdot10^3$ | 77.1 | 623.1 | 13.6 | 1.0 | 0.0 |
| $q\bar{q}H(ZZ)$ | $5.0\cdot10^5$ | $5.0\cdot10^5$ | 0.16 | $6\cdot10^{-3}$ | $7.9\cdot10^4$ | $3\cdot10^3$ | $4.9\cdot10^3$ | 187.2 | $1.6\cdot10^3$ | 62.2 | 2.0 | 1.0 |
| $\tau^+\tau^-H(\text{all})$ | $5.0\cdot10^5$ | $5.0\cdot10^5$ | 0.12 | $4.4\cdot10^{-3}$ | $5.8\cdot10^4$ | $2.2\cdot10^3$ | $5.5\cdot10^3$ | 206.0 | $2.9\cdot10^3$ | 108.7 | 13.0 | 0.0 |

**Таблица 4.** Параметры, полученные из отдельных подгонок для сигнала и фона, показанных на рис. 4а

| Сигнал | |
|---|---|
| BW среднее значение, $\mu$ | $124.99\pm0.06$ ГэВ |
| $G_1$ ширина | $1.38\pm0.09$ ГэВ |
| $G_1$ среднее значение | $140.63\pm1.76$ ГэВ |
| $G_2$ ширина | $12.05\pm0.75$ ГэВ |
| $G_2$ среднее значение | $122.54\pm0.31$ ГэВ |
| $G_3$ ширина | $7.11\pm0.18$ ГэВ |
| Нормировка $f_1$ | $0.55\pm0.02$ |
| Нормировка $f_2$ | $0.73\pm0.04$ |
| **Фон** | |
| Параметр $\tau$ в экспоненте | $14.59\pm0.97$ |
| $G_4$ среднее значение | $106.08\pm0.59$ ГэВ |
| $G_4$ ширина | $4.18\pm0.66$ ГэВ |

Достоверность сигнала проверяется с помощью метода игрушечного МК с использованием пакета RooFit. 10000 массовых распределений $M_\Delta$ были сгенерированы с использованием форм и нормировок для суммы распределений сигнала и фона, полученных отдельно. Сгенерированные массовые распределения описаны функцией, включающей как сигнальные, так и фоновые вклады со свободными нормировками. Рисунок 5 показывает распределение количества событий для сигнала, полученных по методу игрушечного МК. Подгонка этого распределения функцией Гаусса дает среднее значение и ширину $60\pm13$ соответственно. Результаты игрушечного МК согласуются в пределах погрешностей с результатами подгонки суммарной функцией. Следовательно, статистическая неопределенность составляет 22 % для предполагаемого набора данных с интегральной светимостью 2 аб$^{-1}$ и $\mathcal{P}_{e^-e^+}=(-0.8,+0.3)$. Базовый сценарий ILC предусматривает два набора данных по 0.9 аб$^{-1}$ с поляризацией $\mathcal{P}_{e^-e^+}=(-0.8,+0.3)$ и поляризацией $\mathcal{P}_{e^-e^+}=(+0.8,-0.3)$ каждый, плюс дополнительно два набора по 0.1 аб$^{-1}$ с поляризацией $\mathcal{P}_{e^-e^+}=(-0.8,-0.3)$ и поляризацией $\mathcal{P}_{e^-e^+}=(+0.8,+0.3)$ каждый [24]. Мы провели анализ в соответствии с данным сценарием и получили статистическую точность 24 %. Этот результат учитывает увеличение эффективной светимости по сравнению с неполяризованным набором данных 1.8 аб$^{-1}$, но не использует все преимущества поляризованных пучков. Для достижения оптимальных результатов отборы должны быть настроены отдельно для каждого из наборов данных, чтобы аккуратно учесть различие в отношениях сигнала к фону. Данная оптимизация может быть выполнена в будущем.

Систематические погрешности в этом анализе не изучаются. Наибольшие систематические погрешности ожидаются из-за неопределенности в эффективности отбора и погрешности в моделировании формы сигнала и фона. Общая систематическая погрешность грубо оценивается как $<3$ %, что намного меньше ожидаемой статистической погрешности. К сожалению, точные оценки систематических погрешностей не могут быть выполнены без реальных данных.

**5. Заключение**. Мы изучили процесс $e^+e^-\to\to HZ$ с последующим распадом $H\to Z\gamma$, смоделированный с помощью метода МК. Генерация выполнена в предположении интегральной светимости 2 аб$^{-1}$, энергии центра масс 250 ГэВ и поляризации пучка $\mathcal{P}_{e^-e^+}=(-0.8,+0.3)$. Соответствующие сигнальные и фоновые вклады оцениваются с помо-

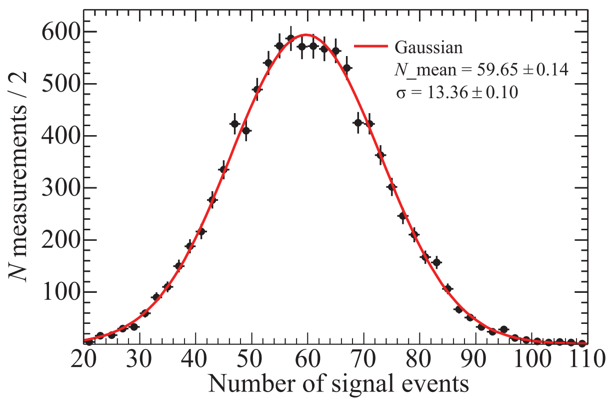


Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение числа сигнальных событий, полученных из подгонки по методу игрушечного МК (точки с ошибками), показанное вместе с подгонкой функцией Гаусса (кривая). Подробное описание указано в тексте

щью МК-моделирования детектора ILD, предлагаемого для установки на будущем коллайдере ILC. Статистическая погрешность 22 % получена для сигнального числа событий. Мы также повторили анализ, предполагая два набора данных с интегральной светимостью 0.9 аб$^{-1}$ и двумя поляризациями пучка $\mathcal{P}_{e^-e^+} = (\mp 0.8, \pm 0.3)$ и получили статистическую погрешность 24 %. Точность этого метода примерно такая же, как у CEPC [8], где для определения относительной вероятности распада использовался распад одного из $Z$-бозонов в нейтринном канале. Поскольку сечение $\sigma(e^+e^- \to HZ)$ может быть определено с высокой точностью порядка 1 % при изучении других процессов [25], полученные неопределенности прямо соответствуют неопределенностям измерения $\mathcal{B}r(H \to Z\gamma)$. Немного более высокая точность может быть получена при дальнейшем развитии передовых технологий реконструкции событий, таких как полная кинематическая подгонка, многомерный анализ с помощью машинного обучения и обработка $b$-струи с учетом вторичных вершин распадов. Результаты этого метода и метода, предложенного в работе [8], могут быть объединены для дальнейшего повышения точности.

Авторы благодарны И. Божович-Елисавчич, Дженни Лист, Киетомо Кавагоэ, Цзюньпиню Тяню, Дениэлю Джинсу, Альберто Руису и Тису Бенке за полезные обсуждения. Мы хотели бы поблагодарить рабочую генераторную группу LCC и рабочую группу программного обеспечения ILD за предоставление инструментов моделирования и реконструкции и создание образцов Монте-Карло, используемых в этом исследовании. В этой работе использовались вычислительные ресурсы, предоставляемые Виртуальной организацией ILC при поддержке национальных поставщиков ресурсов EGI Federation и Open Science GRID.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение # 14.W03.31.0026.

1. G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott et al. (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
2. S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A.M. Sirunyan et al. (CMS Collaboration), Phys. Lett. B **716**, 30 (2012).
3. G. Aad, B. Abbott, D.C. Abbott et al. (ATLAS Collaboration), Phys. Lett. B **809**, 135754 (2020).
4. CMS Collaboration, arXiv:2204.12945.
5. ATLAS and CMS Collaborations, ATLAS-PHYS-PUB-2022-018 and CMS PAS-FTR-22-001.
6. P. Bambade, T. Barklow, T. Behnke et al. (the Linear Collider Collaboration), arXiv:1903.01629.
7. L.D. Luzio, R. Gröber, and P. Paradisi, arXiv:2204.05284.
8. F. An, Y. Bai, Ch. Chen et al. (Collaboration), Chin. Phys. C **43**, 043002 (2019).
9. Y. Radkhorrami and J. List, arXiv:2105.08480.
10. W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, Eur. Phys. J. C **71**, 1742 (2011).
11. S. Alpin, J. Engels, F. Gaede, N. A. Graf, T. Johnson, and J. McCormick, *2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC)* (2012), p. 2075; doi: 10.1109/NSSMIC.2012.6551478.
12. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, J. High Energy Phys. **05**, 026 (2006).
13. R. Poeschl, eConf **C0705302**, PLE104 (2007).
14. A. Sailer, M. Frank, F. Gaede, D. Hynds, S. Lu, N. Nikiforou, M. Petric, R. Simoniello, and G. Voutsinas (CLICdp, ILD Collaboration), J. Phys. Conf. Ser. **898**, 042017 (2017).
15. F. Gaede, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **559**, 177 (2006).
16. MCParticle Class Reference, http://lcio.desy.de/v01-07/doc/doxygen_api/html/classEVENT_1_1MCParticle.html.
17. J. Marshall and M. Thomson, in *Proceedings of CHEF2013 – Calorimetry for the High Energy Frontier*, Palaiseau, France (2013), p. 305.
18. M. Cacciari, G.P. Salam, and G. Soyez, Eur. Phys. J. C **72**, 1896 (2012).
19. A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer et al. (Collaboration), CERN Report # 2007-007 (2007).
20. M. Boronat, J. Fuster, I. Garcia, Ph. Roloff, R. Simoniello, and M. Vos, Eur. Phys. J. C **78**, 144 (2018).

21. S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock and B. Webber, Phys. Lett. B **269**, 432 (1991).
22. R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**(8), 083C01 (2022).
23. W. Verkerke and D. Kirkby, RooFit Users Manual v2.91.
24. A. Aryshev, T. Behnke, M. Berggren et al. (the ILC International Development Team and the ILC collaboration), arXiv:2203.07622.
25. T. Barklow, K. Fujii, S. Jung, R. Karl, J. List, T. Ogawa, M. E. Peskin, and J. Tian, Phys. Rev. D **97**, 053003 (2018).