

ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЙ ХИГГСОВСКИЙ БОЗОН В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА e^+e^- -КОЛЛАЙДЕРАХ

*А. А. Лиходед**

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

| | |
|---------------------------------------------------------------|-----|
| ВВЕДЕНИЕ | 152 |
| ПОИСК ЭФФЕКТОВ ОТ ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО БОЗОНА ХИГГСА НА LEP II | 155 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА НА NLC | 168 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 192 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ | 195 |

*E-mail: Likhoded.Andre@ihep.ru

ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЙ ХИГГСОВСКИЙ БОЗОН В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА e^+e^- -КОЛЛАЙДЕРАХ

А. А. Лиходед*

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

Проанализирован потенциал экспериментов на e^+e^- -коллайдерах по поиску сигнала от нового псевдоскалярного хиггсовского бозона и изучению его CP -свойств. В качестве индикатора CP -природы нового бозона Хиггса выбрана его связь с b -кварками и τ -лептонами, которая параметризована модельно-независимым образом в виде $m_b/v(a + i\gamma_5 b)$. Исследованы процессы $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\nu$, $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\nu$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\bar{b}b$, обладающие высокой чувствительностью к аномальным константам связи хиггсовского бозона, что определяется доминирующим вкладом подпроцессов рождения хиггсовского бозона за счет слияния векторных бозонов в центральной области $W^*W^* \rightarrow H$ и $Z^*Z^* \rightarrow H$. Отмечено, что изучение поляризаций частиц в конечном состоянии реакции может решить проблему разделения вкладов от скалярного и псевдоскалярного состояний хиггсовского бозона. Так, например, учет каскадных распадов τ -лептонов в процессе $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\nu$ дает возможность достоверно определить CP -состояние хиггсовского бозона и выяснить величину и знак параметра b . В результате исследования процессов сформулирована стратегия поиска сигнала от нового псевдоскалярного состояния хиггсовского бозона в экспериментах на будущем линейном e^+e^- -коллайдере, которая даст возможность определить CP -природу хиггсовского бозона и поставить ограничения на область его констант связи с фермионами.

The potential of the e^+e^- -collider experiments to search for the signal of a new pseudoscalar Higgs boson and study its CP properties is analyzed. The new Higgs boson coupling to b quarks and τ leptons, which is parameterized in a model-independent way, $m_b/v(a + i\gamma_5 b)$, is chosen to be an indicator of its CP nature. We analyzed the $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\nu$, $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\nu$ and $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\bar{b}b$ processes, which reveal a high sensitivity to anomalous Higgs boson couplings due to the dominant contributions from vector-boson fusion processes $W^*W^* \rightarrow H$ and $Z^*Z^* \rightarrow H$ in central region. It is shown that the polarization study of final state particles could help to separate the contributions from the scalar and pseudoscalar Higgs boson. For instance, the account for the cascade τ -lepton decays in the $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\nu$ process allows one to determine the CP state of the Higgs boson as well as the value and sign of the b parameter. As a result of the processes analysis, we develop the strategy of hunting for a new pseudoscalar Higgs boson signal in future linear e^+e^- -collider experiments, which will allow one to understand the CP nature of the Higgs boson and put bounds on its couplings to fermions.

PACS: 14.80.Bn, 13.66.Fg

*E-mail: Likhoded.Andre@ihep.ru

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время физика элементарных частиц является одной из основных ветвей современной науки. За последние несколько десятилетий в этой области был сделан серьезный прорыв в изучении свойств микромира. Одним из самых ярких достижений физики элементарных частиц во второй половине XX в. является создание так называемой Стандартной модели (СМ) электрослабых взаимодействий, которая дала новый толчок развитию фундаментальной науки. После опубликования в 1960-х гг. первого варианта модели появились сотни и, возможно, тысячи работ, посвященных исследованию и развитию этой модели. Было предложено несколько десятков ее модификаций, но оказалось, что исходная структура модели ближе к природе, чем ее многочисленные усовершенствования.

В основу электрослабой модели легло использование неабелевой калибровочной группы $SU(2) \otimes U(1)$ и применение предложенного в 1967 г. механизма Хиггса. Последующее использование идеи асимптотической свободы и создание КХД (1973 г.) привело к созданию элегантной перенормируемой модели, объединившей электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия в рамках единой стройной теории.

Стандартная модель поразительно точно предсказала структуру нейтральных токов (открыты в эксперименте в 1973 г.), свойства W - и Z -бозонов (открыты в эксперименте в 1983 г.), число поколений нейтрино (данные коллайдера LEP), глюонные струи в e^+e^- -аннигиляции, открытие t -кварка и многое другое.

В рамках СМ составляющие элементы материи объединяются в три группы — три кварк-лептонных поколения:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad - \text{кварки,}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ l^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad - \text{лептоны,}$$

взаимодействующих друг с другом сильным, слабым и электромагнитным образом. Каждое из этих взаимодействий определяется соответствующей группой симметрий $SU(3)_C$, $SU_L(2)$ и $U(1)_Y$. Все вместе они образуют общую группу $SU(3)_{\text{col}} \otimes SU_L(2) \otimes U(1)_Y$ -симметрий Стандартной модели. В рамках СМ все упомянутые частицы трех поколений представляются элементарными точечноподобными объектами.

Спектр физических частиц также включает в себя заряженные и нейтральный векторные бозоны (W^\pm , Z^0), глюоны и фотон, которые являются переносчиками слабого, сильного и электромагнитного взаимодействий соответственно.

Для генерации масс частиц в модели используется так называемый механизм Хиггса, в основе которого лежит идея о том, что единственным путем генерации массы у фермионов является существование комплексного скалярного $SU_L(2)$ -дублета

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix},$$

связанного с фермионами посредством взаимодействия, например, для $\bar{\psi}_L = (\bar{\nu}_e, e)_L$ и $\psi_R = e_R$

$$\mathcal{L}_Y = -f_e[\bar{\psi}_L\Phi\psi_R + \text{э.р. сопр.}].$$

Далее, применение спонтанного нарушения $SU(2) \times U(1)$ -симметрии приводит к появлению массы у калибровочных бозонов, и компоненты скалярного дублета (четыре скалярных поля Φ^+ , Φ^- , Φ^0 , $\bar{\Phi}^0$) распределяются следующим образом: три из них — Φ^+ , Φ^- и комбинация $\frac{\Phi^0 - \bar{\Phi}^0}{i\sqrt{2}}$ преобразуются в три (продольные) компоненты векторных частиц, превратив их в массивный трехкомпонентный векторный бозон, четвертое поле описывает физическое состояние нейтрального скалярного бозона H , который дополняет спектр физических частиц модели. Этот объект является последним недостающим элементом СМ, и его существование требует экспериментального подтверждения.

Одной из главных проблем СМ является тот факт, что в рамках этой теории масса хиггсовского бозона определяется как

$$M_H^2 = \frac{1}{2}\lambda v^2,$$

где v — величина вакуумного среднего хиггсовского дублета, а λ — константа самодействия хиггсовского поля, которая не определяется в рамках самой модели. Это приводит к тому, что масса хиггсовского бозона в СМ является входным параметром и представляет собой *terra incognita* для построенной теории. В связи с этим одной из главных задач исследований в физике электрослабых взаимодействий является поиск хиггсовского бозона.

Если, как предполагается, будет обнаружен один или более «хиггсоподобных» скалярных бозонов, то следующей задачей немедленно станет измерение его массы и квантовых чисел, что позволит понять, является ли он хиггсовским бозоном СМ либо скалярным бозоном одной из расширенных электрослабых теорий, например, схемы с двумя хиггсовскими дублетами (2HDM-модель), минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) или другого, более экзотического расширения [1]. Исследование CP -свойств ожидаемой скалярной частицы представляется, в этом смысле, особенно важным. Подобные исследования позволят определить собственные

CP -состояния бозона Хиггса в случае, когда CP -симметрия сохраняется в реализующейся теории, или измерить величину смешивания между CP -четными и CP -нечетными состояниями, если расширенная модель предсказывает нарушение CP -симметрии. Стоит отметить, что CP -нарушение в хиггсовском секторе [2], возможное в моделях с несколькими хиггсовскими дублетами, является весьма интересным источником CP -нарушения, отличного от механизма нарушения в СМ, и, возможно, станет ключевым в понимании наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной [3].

Для того чтобы определить CP -природу бозона Хиггса, необходимо исследовать структуру его связи с известными частицами (либо в процессах рождения хиггсовского бозона, либо в процессах его распада). На древесном уровне связь нейтрального бозона Φ , являющегося или не являющегося собственным CP -состоянием, с фермионами и векторными бозонами может быть записана в виде

$$f\bar{f}\Phi : -\frac{gm_f}{M_W}\bar{f}(a_f + ib_f\gamma_5)f, \quad VV\Phi : c_V\frac{gM_V^2}{M_W}g_{\mu\nu},$$

где g — стандартная электрослабая константа связи; a_f и b_f — юкавские константы связи; $c_f(V = W, Z)$ — соответствующие константы связи с векторными бозонами*. В рамках СМ для CP -четного хиггсовского бозона $a_f = c_V = 1$, $b_f = 0$. Для CP -нечетного хиггсовского бозона $a_f = c_V = 0$, $b_f \neq 0$, причем величина последней зависит от конкретной модели. В моделях с CP -нарушающими взаимодействиями все три вышеприведенные величины могут быть отличны от нуля на древесном уровне. В частности, в случае общей 2HDM или МССМ с CP -нарушением существуют три нейтральных хиггсовских бозона ϕ_i , $i = 1, 2, 3$, которые смешиваются друг с другом и разделяют между собой связь с Z -, W -бозонами и фермионами. Благодаря этому эффекту ограничения на хиггсовский сектор рассматриваемых моделей, полученные из данных LEP II, сильно зависят от присутствия CP -нарушающих эффектов [4]. В большинстве реализаций хиггсовского сектора с CP -нарушением [5] величина CP -нарушения мала и возникает на петлевом уровне, причем только одна из констант связи с калибровочными бозонами или фермионами велика. В ряде случаев предсказываемое CP -нарушающее смешивание является функцией CP -четных параметров модели с CP -нечетными фазами.

Все вышесказанное делает исследование CP -свойств хиггсовского сектора электрослабой теории крайне актуальным.

В разд. 1 исследуется возможность обнаружения эффектов присутствия нового псевдоскалярного хиггсовского бозона при обработке данных по про-

*В общем случае $VV\phi$ -взаимодействие может включать дополнительный псевдоскалярный член, который отсутствует в СМ и в 2HDM на древесном уровне.

цессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, полученных в экспериментах на коллайдере LEP II. В качестве индикатора CP -природы исследуемого хиггсовского бозона выбрана его связь с b -кварками, которая для случая скалярного и псевдоскалярного состояний хиггсовского бозона определяется различными юкавскими константами. В результате проведенного моделирования показано, что данные LEP II по процессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ либо могут дать указание на присутствие псевдоскалярного состояния хиггсовского бозона, либо позволят ограничить разрешенную область констант связи псевдоскалярного хиггсовского бозона с b -кварками.

В разд. 2 анализируется потенциал будущего линейного e^+e^- -коллайдера по определению CP -природы хиггсовского бозона путем изучения констант связи скалярного (псевдоскалярного) состояния хиггсовского бозона с b -кварками и τ -лептонами. Исследованы процессы $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\bar{b}b$, обладающие высокой чувствительностью к аномальным константам связи хиггсовского бозона с фермионами. Для наиболее общей модельно-независимой параметризации вершины взаимодействия $Hf\bar{f}$ исследован набор экспериментально наблюдаемых величин, позволяющих выявить присутствие нового состояния хиггсовского бозона и поставить ограничения на величины его констант связи с фермионами. В результате анализа данных по исследуемым процессам получены границы области допустимых параметров модели с псевдоскалярным хиггсовским бозоном, достижимые на будущем линейном e^+e^- -коллайдере. Приведен алгоритм использования поляризаций частиц в конечном состоянии реакции для разделения вкладов скалярного и псевдоскалярного состояний хиггсовского бозона.

1. ПОИСК ЭФФЕКТОВ ОТ ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО БОЗОНА ХИГГСА НА LEP II

Поиск бозона Хиггса и определение его CP -природы является одной из ключевых задач современной физики частиц. В рамках СМ бозон Хиггса ответствен за нарушение электрослабой симметрии, и массы фермионов также напрямую связаны с данным механизмом нарушения. В простейшем варианте теории за нарушение симметрии отвечает электрослабый скалярный дублет с *ad hoc* потенциалом ϕ^4 , который предсказывает наблюдаемый бозон Хиггса с $J^{PC} = 0^{++}$. Популярные расширения СМ предсказывают в дополнение к легкому скалярному состоянию существование также и псевдоскалярного хиггсовского бозона с $J^{PC} = 0^{-+}$. Возможными сценариями расширения стандартного хиггсовского сектора являются минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ) с двумя хиггсовскими дублетами (2HDM) [6], трехдублетная модель Вайнберга [7] и др. Альтернативной является возможность нарушения электрослабой симметрии новыми сильными

взаимодействиями, и в этом случае также возможно существование псевдоскалярного бозона [8]. В связи с этим представляется особенно важным различать данные сценарии, что может быть осуществлено путем детального исследования CP -свойств ожидаемой скалярной (псевдоскалярной) частицы.

Поиск возможного сигнала от хиггсовского бозона и исследование его свойств являлся одной из основных задач e^+e^- -коллайдера LEP II. Исследования, проведенные на LEP II, позволили в значительной степени ограничить область параметров скалярного сектора электрослабой теории и сузить класс моделей, являющихся потенциальными кандидатами на право стать «истинным» расширением Стандартной модели. Так, экспериментальные данные с коллайдера LEP по изучению процесса $e^+e^- \rightarrow ZH$ исключили возможность существования в рамках СМ бозона Хиггса с массой, меньшей $114,4 \text{ ГэВ}/c^2$ [9]. В рамках МССМ физический спектр включает пять хиггсовских бозонов: легкий и тяжелый нейтральные скаляры (h^0, H^0), CP -нечетный псевдоскаляр (A^0) и два заряженных скаляра (H^\pm). В МССМ масса легчайшего скаляра экспериментально ограничена снизу величиной $91 \text{ ГэВ}/c^2$, а масса псевдоскалярного состояния — величиной $\sim 91,9 \text{ ГэВ}/c^2$ [10].

К настоящему моменту обработанные данные с коллайдера LEP II не дали прямого подтверждения существования хиггсовского бозона СМ, и, по-видимому, задача поиска бозона Хиггса станет задачей номер один для коллайдеров следующего поколения (LHC, NLC). Тем не менее анализ данных с коллайдера LEP II по поиску хиггсовского бозона позволил не только ограничить интервал возможных масс скалярной частицы, но и разработать ряд уникальных подходов и методик, которые в дальнейшем будут использованы для изучения свойств скалярного бозона. Так, например, для процесса рождения бозона Хиггса в реакции $e^+e^- \rightarrow ZH$ [11] был разработан [12] и применен метод анализа CP -природы хиггсовского бозона по его распадам в фермионы или калибровочные бозоны. Было показано, что данные о константе связи ZZH также могут быть получены при изучении порогового поведения и угловых распределений процесса $e^+e^- \rightarrow ZH$. В частности, с достаточной точностью могут быть определены CP -свойства хиггсовского бозона [13]. Стоит отметить, что, по-видимому, наиболее явным способом определения CP -свойств хиггсовского бозона являются исследования на фотон-фотонном коллайдере, где различная поляризация начальных фотонов позволит выделять различные CP -состояния [14].

В экспериментах на LEP II основной модой поиска резонансного рождения хиггсовского бозона являлся процесс $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-(q\bar{q})$, в котором восстановление Z -бозона по инвариантной массе позволяет реконструировать массу хиггсовского бозона. Это делает данный процесс весьма привлекательным с точки зрения обнаружения хиггсовского резонанса. Однако при энергиях LEP II возможен поиск сигнала от хиггсовского бозона и в других реакциях, например, $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ и $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}e^+e^-$ [15]. Вели-

чина сечений данных процессов позволяет при светимости LEP II не только зарегистрировать их в эксперименте, но также исследовать поведение дифференциальных распределений. Отличительная особенность этих процессов заключается в том, что среди диаграмм, дающих вклад в сечения процессов, присутствуют подпроцессы с рождением хиггсовского бозона в центральной области за счет слияния векторных бозонов. Это в значительной степени повышает чувствительность процессов к аномальным константам связи хиггсовского бозона. Кроме того, для более высоких энергий, например, энергий будущего линейного коллайдера, вклад подобных диаграмм начинает доминировать. Поиск и изучение свойств хиггсовского бозона можно разделить на два основных этапа: непосредственное обнаружение бозона Хиггса в реакции $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$ и дальнейшее исследование его свойств в реакциях, подобных $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ и $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}e^+e^-$, что и является предметом данного исследования.

Данные, полученные с коллайдера LEP II, позволяют не только поставить ограничения на параметры стандартного хиггсовского бозона, но получить указание на возможное присутствие нового псевдоскалярного состояния хиггсовского бозона, предсказываемого рядом расширенных электрослабых теорий.

В данном разделе исследуется возможность определения относительных вкладов скалярного и псевдоскалярного хиггсовских бозонов в вершине взаимодействия $Hb\bar{b}$ в реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ из анализа данных экспериментов на e^+e^- -коллайдере LEP II с интегральной светимостью $600 \text{ пб}^{-1}/\text{эксп.}$ и $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$.

1.1. Модельно-независимый подход. В расширениях СМ с дополнительными скалярными и псевдоскалярными бозонами наилегчайшая частица со спином 0 может являться комбинацией состояний без определенной четности [16]. Кроме того, небезосновательно предположить, что константы взаимодействия данного скалярного (псевдоскалярного) хиггсовского бозона с калибровочными бозонами и фермионами являются независимыми параметрами. В этом случае можно параметризовать взаимодействие $Hf\bar{f}$ в наиболее общем виде следующим образом:

$$\frac{m_f}{v}(a + i\gamma_5 b), \quad (1)$$

где $v = 246 \text{ ГэВ}$ и $a = 1, b = 0$ в случае СМ.

Далее, рассматривая процесс $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, мы исследуем случай, когда a и b являются независимыми свободными параметрами, а также случаи отклонения только одного из параметров от значений СМ. Как мы покажем далее, в случае независимых a и b результирующие ограничения на параметры модели представляют собой области нечувствительности вокруг окружности $\sqrt{a^2 + b^2} = 1$ в плоскости $a - b$.

Стоит отметить, что данные по процессу $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ (без учета последующих распадов b -кварков) включают линейную зависимость от параметра a , которая определяется вкладом интерференции диаграмм с обменом хиггсовским бозоном и фоновых диаграмм, а также a^2 - и b^2 -зависимости, определяемые собственным вкладом диаграмм с обменом хиггсовским бозоном. В связи с этим, даже на уровне процессов без изучения последующей динамики b -струй, возможен поиск отклонений от предсказаний СМ, которые могут возникать, например, в суперсимметричных моделях.

При Монте-Карло-моделировании процесса анализируемые дифференциальные распределения процесса представлялись в виде разложений по степеням параметров a и b , умноженных на кинематические факторы:

$$\frac{d\sigma}{d\mathcal{O}} = A_0 + a \cdot A_1 + a^2 \cdot A_2 + ab \cdot A_3 + b \cdot A_4 + b^2 \cdot A_5 \dots,$$

где \mathcal{O} — экспериментально наблюдаемая величина; A_i — чисто кинематические факторы, которые следуют из квадрирования амплитуд процессов и интегрирования по фазовому объему, не содержат никакой зависимости от параметров a и b и непосредственно являются предметом моделирования Монте-Карло. Как будет объяснено ниже, для рассматриваемого процесса $A_3 = A_4 = 0$.

При моделировании процесса использовались значения для систематических ошибок и эффективности регистрации b -струй, характерные для экспериментов на LEP II. При расчетах использовалось значение массы хиггсовского бозона $M_H = 120$ ГэВ.

1.2. Процесс $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ на LEP II. В рамках СМ сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ определяется вкладами трех подпроцессов — с электронным, мюонным и τ -лептонным нейтрино в конечном состоянии:

1. $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$ — 23 диаграммы Фейнмана (одна диаграмма с рождением хиггсовского бозона за счет слияния $WW \rightarrow H$ (рис. 1, *a*), одна диаграмма с радиационным рождением хиггсовского бозона $Z^* \rightarrow ZH$ (рис. 1, *b*) и 21 фоновая диаграмма СМ);

2. $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ — 11 диаграмм Фейнмана (одна диаграмма с радиационным рождением бозона Хиггса $Z^* \rightarrow ZH$ и 10 фоновых диаграмм СМ);

3. $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ — 11 диаграмм Фейнмана (одна диаграмма с радиационным рождением бозона Хиггса $Z^* \rightarrow ZH$ и 10 фоновых диаграмм СМ).

Величина полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ для $M_H = 120$ ГэВ и $\sqrt{s} = 200$ ГэВ составляет $\sim 9,4 \cdot 10^{-2}$ пб (вклад подпроцесса с электронным нейтрино $\sim 3,6 \cdot 10^{-2}$ пб).

Стоит сделать замечание относительно важности вклада подпроцесса с электронным нейтрино. При энергиях будущего линейного коллайдера ($\sqrt{s} = 500$ ГэВ) данный подпроцесс дает доминирующий вклад в сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, что обусловлено растущим с энергией вкладом подпроцесса

со слиянием $WW \rightarrow H$ [17, 18]. Чувствительность реакции к константам $Hb\bar{b}$ -взаимодействия также в основном определяется наличием подпроцесса с $WW \rightarrow H$ -слиянием, так как относительный вклад другого сигнального процесса, $Z^* \rightarrow ZH$, становится мал при высоких энергиях. Однако при энергиях LEP II сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}W^*W^* \rightarrow H\nu\bar{\nu}$ и $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ сравнимы по величине, и, на первый взгляд, нет оснований говорить о приоритетности какого-либо из подпроцессов. Тем не менее, как будет показано далее, и при энергиях LEP II подпроцесс $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}W^*W^* \rightarrow H\nu\bar{\nu}$ также определяет чувствительность реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ к константам $Hb\bar{b}$ -взаимодействия.

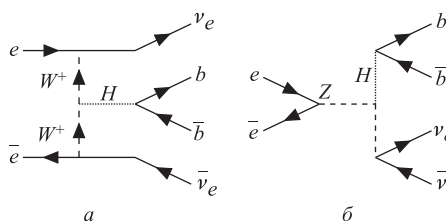


Рис. 1

Принципиальную чувствительность процесса к отклонению параметров $Hb\bar{b}$ -взаимодействия от их значений в СМ можно проиллюстрировать на примере зависимости полного сечения реакции от величин этих параметров [19]. На рис. 2 показана зависимость полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ от вариации параметров Δa и b ($\Delta a = a - 1$).

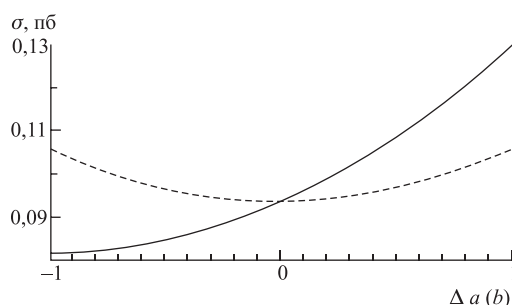


Рис. 2

Из рисунка видно, что зависимость от параметра b имеет вид параболы с минимумом в значении $b = 0$. Это подтверждает отсутствие в разложении сечения члена, линейного по b . В зависимости сечения от параметра $a(\Delta a)$ минимум параболы смещен в область отрицательных значений Δa , что свидетельствует о присутствии члена, линейного по a . Кроме того, чувствительность сечения процесса выше в области положительных значений Δa , и, как следствие, резонно ожидать, что результирующие ограничения на параметр a будут жестче в области положительных значений параметра [17]. Наличие членов, линейных по a , объясняется интерференцией диаграмм с

хиггсовским бозоном и фоновых диаграмм СМ. Подобное не возникает в случае параметра b за счет наличия мнимой единицы при параметре b в вершине, что приводит к взаимному сокращению линейных степеней b в членах интерференции

$$M_i M_j^\dagger + M_j M_i^\dagger.$$

Члены, линейные по параметру b , могли бы возникать за счет появления в результате взятия следа $\text{Tr}[\gamma_5 \gamma_i \gamma_j \gamma_k \gamma_l]$ антисимметричного тензора $i\epsilon^{ijkl}$, что привело бы к сокращению мнимости. Однако в случае данного процесса не хватает независимых импульсов, и для возникновения подобного эффекта, по-видимому, требуется учитывать последующую адронизацию b -струй или их поляризацию. Это объясняет тот факт, что $A_3 = A_4 = 0$ в разложении.

При исследовании процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ анализируется стандартный набор экспериментально наблюдаемых распределений, а именно распределения по импульсу и углу рассеяния b -струи, инвариантной массе пары b -струй и, кроме того, по величине

$$T_{\text{cor}} = \frac{1}{(\sqrt{s}/2)^3} \mathbf{P}_e[\mathbf{P}_b \times \mathbf{P}_{\bar{b}}], \quad (2)$$

которая обладает высокой чувствительностью к возможным CP -нечетным эффектам в хиггсовском секторе [20]. На рис. 3 приведены дифференциальные распределения процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ в СМ для случаев суммы всех трех подпроцессов (черные кружки) и только подпроцесса с мюонным нейтрино (кружки с крестом).

При определении чувствительности процесса к константам связи хиггсовского бозона важно осознавать величины относительных вкладов сигнальных и фоновых диаграмм (в нашем случае это вклады диаграмм с бозоном Хиггса и без него). На рис. 4 в качестве иллюстрации приведены дифференциальные распределения процесса по импульсу b -кварка, углу рассеяния b -кварка относительно направления начальных пучков, величине T_{cor} и инвариантной массе пары $b\bar{b}$ для случая вклада всех диаграмм СМ, сигнальных и фоновых (черные кружки), и случая вклада диаграмм с хиггсовским бозоном, включая диаграммы интерференции (кружки с крестом), для суммы всех трех подпроцессов с ν_e , ν_μ и ν_τ .

На рис. 5 приведены аналогичные распределения, но только для подпроцесса с мюонным нейтрино. Из сравнения рис. 4 и 5 видно, что величина относительного вклада диаграмм с хиггсовским бозоном для подпроцесса с мюонным нейтрино значительно меньше, чем в случае суммы всех трех подпроцессов, что подтверждает важность подпроцесса с электронным нейтрино.

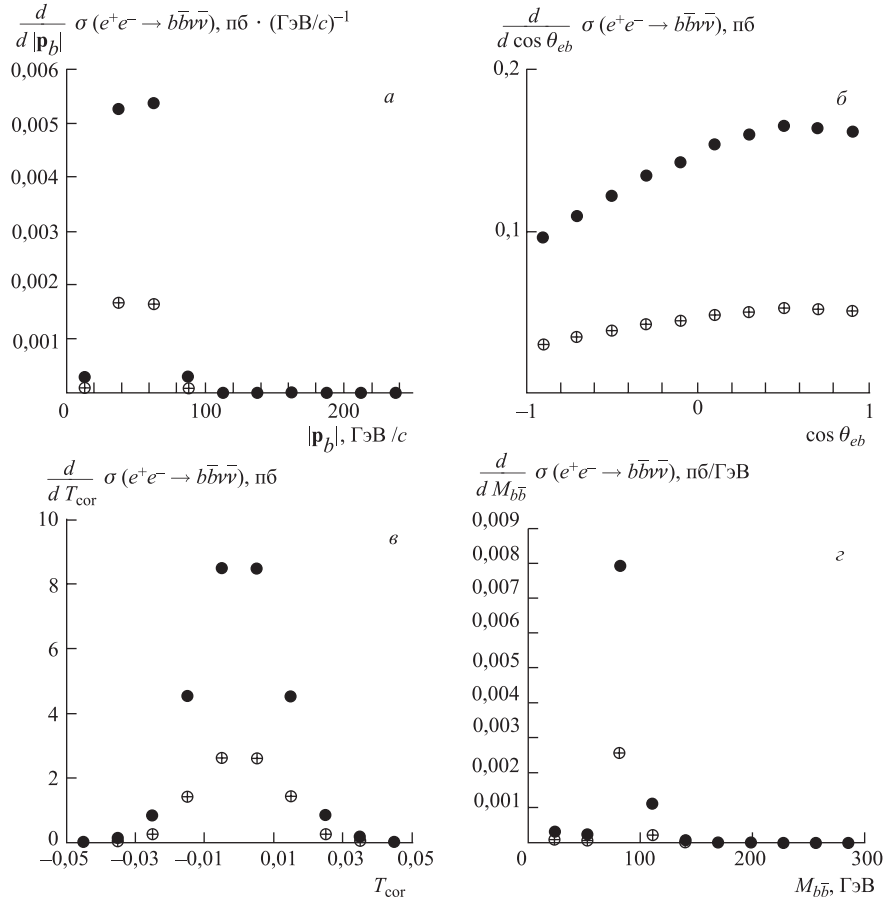


Рис. 3

Чувствительность процесса к вариации параметров Δa , b можно проиллюстрировать на примере дифференциальных распределений. На рис. 6 приведено распределение сечения процесса (сумма по трем типам нейтрино) по импульсу b -кварка, углу рассеяния b -кварка относительно направления начальных пучков, величине T_{cor} и инвариантной массе пары $b\bar{b}$ для случая вклада хиггсовского бозона в СМ ($a = 1$, $b = 0$) (черные кружки) и для случая примеси псевдоскалярного бозона ($a = 0,5$, $b = 0,5$) (кружки с крестом). На рис. 7 мы приводим аналогичные распределения, но для подпроцесса с мюонным нейтрино.

Сравнивая рис. 6 и 7, видим, что относительная величина отклонения за счет вариации параметров в случае с мюонным нейтрино сравнима с от-

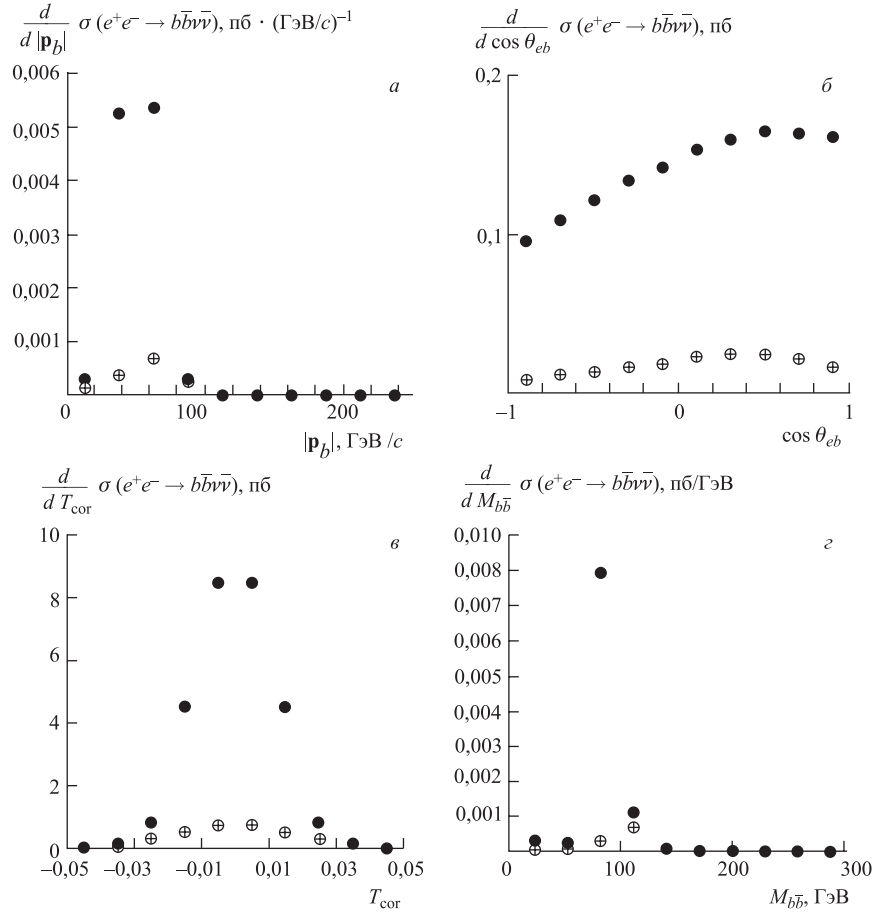


Рис. 4

носительной величиной отклонения в случае суммы всех трех подпроцессов, однако относительная величина самого вклада диаграмм с хиггсовским бозоном в СМ для суммы всех трех каналов больше, чем для мюонного канала.

При постановке ограничений на константы связи a и b важно определить также экспериментальные наблюдаемые, наиболее чувствительные к данным параметрам. Для этого можно проанализировать так называемую функцию чувствительности

$$S = \frac{(\sigma_i^{\text{СМ}} - \sigma_i^{\text{new}})}{\Delta\sigma_i^{\text{exp}}}, \quad (3)$$

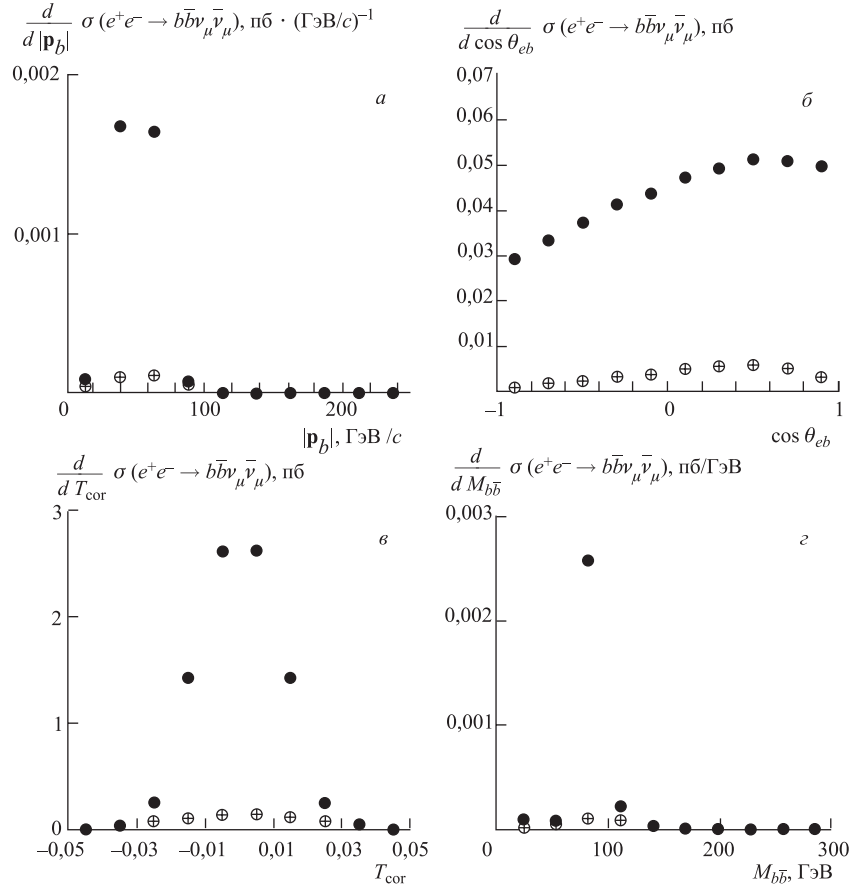


Рис. 5

которая строится для каждого бина изучаемого распределения, где σ_i^{CM} — значение распределения СМ ($a = 1, b = 0$) в i -м бине; σ_i^{new} — значение распределения в i -м бине при отклонении одного или двух параметров от их величин в СМ; $\Delta\sigma_i^{\text{exp}}$ — ожидаемая величина экспериментальной ошибки в i -м бине, алгоритм вычисления которой мы приводим ниже. При анализе дифференциальных распределений процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ было обнаружено, что наибольшей чувствительностью к отклонению параметров a и b от значений СМ обладает распределение по углу рассеяния b -кварка. На рис. 8 приведена зависимость функции чувствительности для данного распределения.

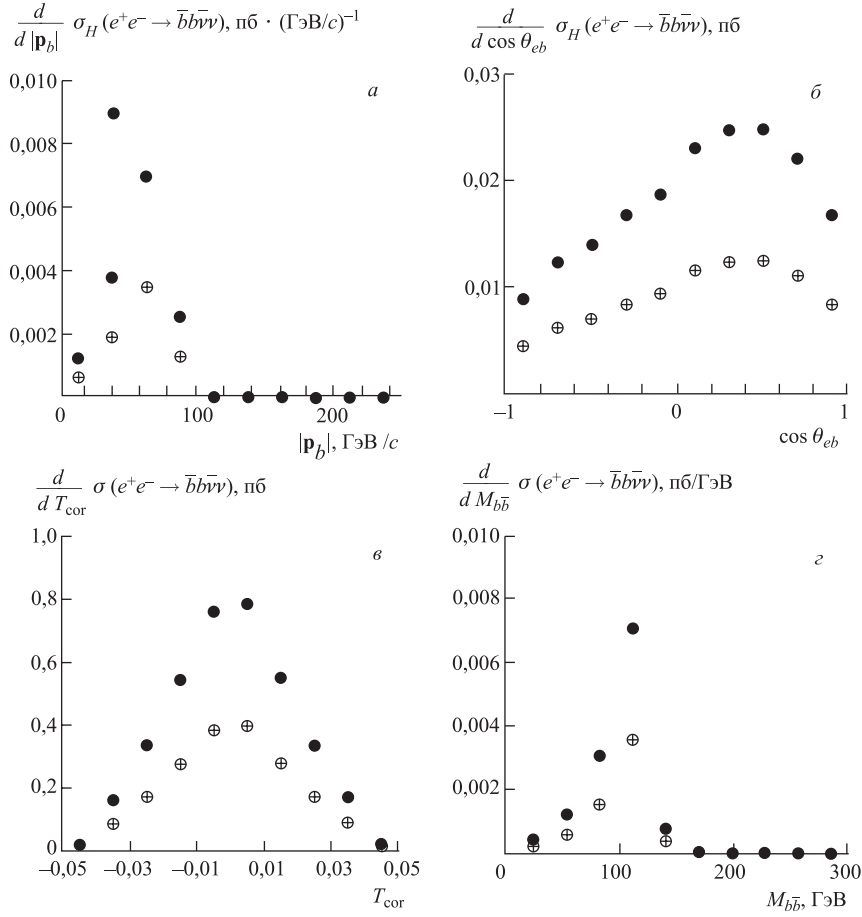


Рис. 6

Для иллюстрации в качестве примера новой физики выбран случай $a = 1$, $b = 0,5$. При вычислении экспериментальной ошибки в бине использовалось значение интегральной светимости $\int \mathcal{L} dt = 600 \text{ пб}^{-1}/\text{эксп}$. Видно, что значение величины S варьируется на практически постоянном высоком уровне во всей кинематической области, в то время как для других наблюдаемых величины S либо мала, либо ее максимум локализован в крайне ограниченной области фазового пространства.

Для определения областей параметров a и b , которые могут быть исключены данными экспериментов на LEP II, мы используем стандартный

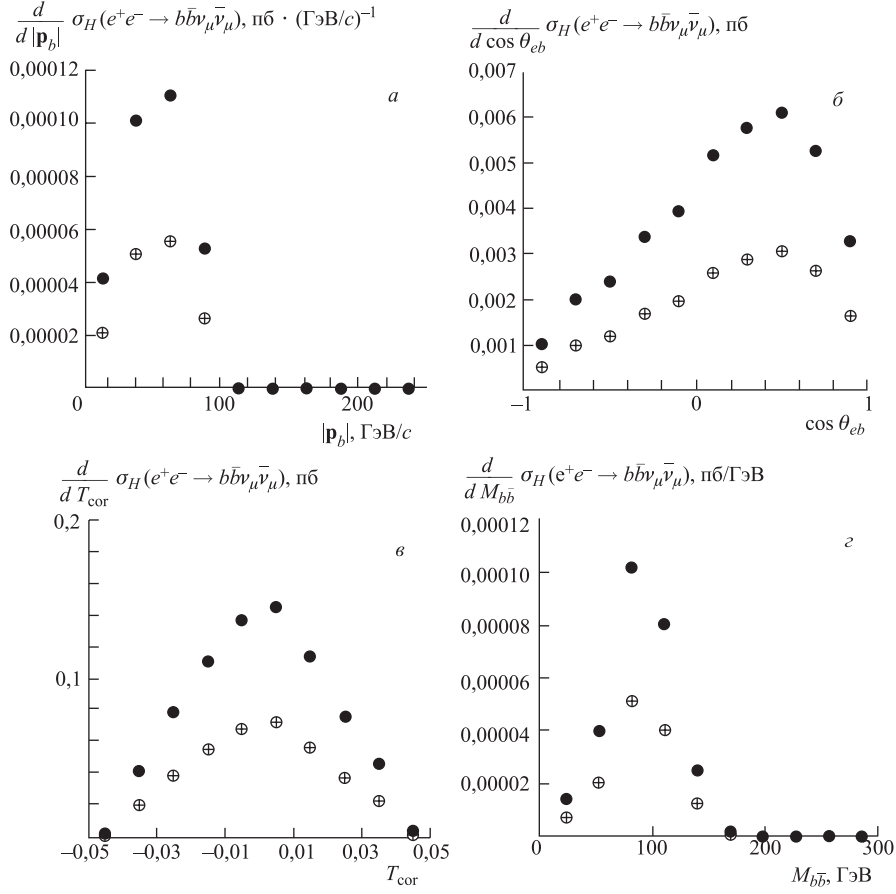


Рис. 7

χ^2 -метод, где экспериментальная ошибка $\Delta\sigma_i^{\text{exp}}$ определяется следующим образом:

$$\Delta\sigma_i^{\text{exp}} = \sigma_i^{\text{CM}} \sqrt{\delta_{\text{sys}}^2 + \delta_{\text{stat}}^2},$$

и статистическая ошибка в бине распределения

$$\delta_{\text{stat}} = \frac{1}{\sqrt{\sigma_i^{\text{CM}} \varepsilon_{b\bar{b}} \int \mathcal{L} dt}},$$

здесь $\varepsilon_{b\bar{b}}$ — эффективность реконструкции пары b -струй. Анализ показывает [21], что использование алгоритма b -триггера при реконструкции

b -струй позволит достичь эффективности $\varepsilon_{b\bar{b}} = 56\%$. Систематическая ошибка определяется разрешением детектора, неопределенностью в измерении светимости, неточностью в выделении фоновых процессов и др. и составляет $\sim 1\%$.

В результате анализа различных кинематических распределений процесса было установлено, что наиболее жесткие ограничения на параметры модели могут быть получены из данных по дифференциальному распределению по углу рассеяния b -струй при разбиении кинематической области на 10 бинов, что, естественно, подтверждает выводы, сделанные при исследовании функции чувствительности [19].

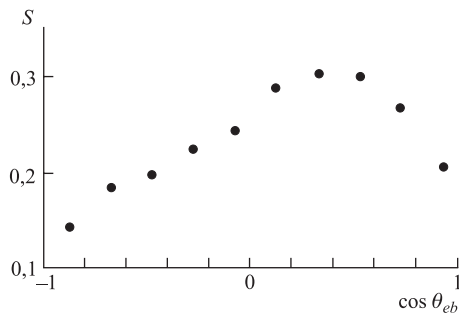


Рис. 8

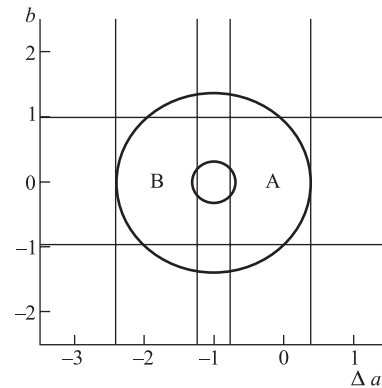


Рис. 9

На рис. 9 показаны области параметров a и b , которые могут быть исключены по данным экспериментов на LEP II с $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и интегральной светимостью $600 \text{ пб}^{-1}/\text{эксп.}$, при массе хиггсовского бозона $M_H = 120$ ГэВ. Разрешенная область для случая независимых параметров Δa и b для уровня достоверности 95% находится между двумя эллиптическими кривыми. Область между горизонтальными прямыми представляет разрешенную область для параметра b при $\Delta a = 0$. Области между парами вертикальных прямых в левой и правой части рис. 9 — разрешенные области для параметра a при $b = 0$. Из рис. 9 видно, что в случае двух независимых параметров разрешенная область представляет собой область нечувствительности к параметрам Δa и b , и внутри этой области индивидуальные вклады этих параметров не могут быть разделены.

При поочередной вариации параметров (разрешенные области, ограниченные вертикальными и горизонтальными линиями соответственно) комбинирование случаев $\Delta a = 0$, b — свободный параметр и $b = 0$, Δa — свободный параметр приводит к появлению двух несвязанных разрешенных областей, обозначенных на рис. 9 буквами А и В (области А и В определяются пересечением горизонтальной полосы и двух вертикальных полос в

левой и правой части рис. 9). Однако достаточно очевидно, что в этом случае разрешенная область В не является физической областью. Исходя из предположения о том, что СМ обладает хорошей описательной силой и эффекты новой физики будут проявляться как небольшие отклонения от предсказаний СМ, легко показать, что в случае «идеального» эксперимента при увеличении светимости и уменьшении систематической ошибки область В будет постепенно вырождаться и истинная разрешенная область будет локализована вокруг предсказываемой СМ точки $\Delta a = 0, b = 0$. Поэтому при определении разрешенных областей параметров мы будем подразумевать область А.

Результирующие ограничения на параметры a и b могут быть представлены в виде [19]:

$$(0,32)^2 \leq (\Delta a + 1)^2 + b^2 \leq (1,4)^2$$

для случая двух независимых параметров a и b ,

$$-0,75 \leq \Delta a \leq 1,4$$

для случая $b = 0$ и свободного Δa (выбирается область А) и

$$-0,97 \leq b \leq 0,97$$

для случая $\Delta a = 0$ и свободного b . Данные ограничения могут быть с хорошей точностью аппроксимированы для случая масс хиггсовского бозона вблизи $M_H = 120$ ГэВ умножением ограничений на фактор $(M_H/120 \text{ ГэВ})^2$.

1.3. Основные результаты. В данном разделе исследована возможность обнаружения эффектов присутствия нового псевдоскалярного хиггсовского бозона при изучении данных по процессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, полученных в экспериментах на коллайдере LEP II. В качестве индикатора CP -природы исследуемого хиггсовского бозона выбрана его связь с b -кварками, которая для случая скалярного и псевдоскалярного состояний хиггсовского бозона определяется различными юкавскими константами.

Как показано, важной особенностью данного процесса является тот факт, что уже при энергиях LEP II чувствительность этого процесса к константам связи $Hb\bar{b}$ в значительной степени определяется вкладом подпроцесса слияния $WW \rightarrow H$.

В результате проведенного моделирования показано, что обработка данных LEP II по процессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ либо может дать указание на присутствие псевдоскалярного состояния хиггсовского бозона, либо позволит ограничить разрешенную область констант связи псевдоскалярного хиггсовского бозона с b -кварками.

В частности, для коллайдера LEP II с $\int \mathcal{L} dt = 600 \text{ пб}^{-1}/\text{эксп.}$ и $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$ из данных по процессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ возможно ограничить область параметров a и b :

$$(0,32)^2 \leq (\Delta a + 1)^2 + b^2 \leq (1,4)^2$$

для случая двух независимых параметров a и b ,

$$-0,75 \leq \Delta a \leq 1,4$$

для случая $b = 0$ и свободного Δa и

$$-0,97 \leq b \leq 0,97$$

для случая $\Delta a = 0$ и свободного b .

Таким образом, данные по исследованию процесса $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ могут дать прямые указания о величине юкавских констант связи бозона Хиггса как в случае реализации стандартного сценария для хиггсовского сектора теории, так и для случая, когда физический бозон Хиггса является суперпозицией скалярного и псевдоскалярного состояний [19]. Более точное определение констант связи наблюдаемого бозона Хиггса с фермионами является одной из главных задач будущего линейного e^+e^- -коллайдера.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА НА NLC

Принципиально новые возможности исследования хиггсовского сектора электрослабой теории открываются с введением в строй адронных и e^+e^- -коллайдеров нового поколения. Анализ экспериментальных данных с коллайдера LEP II показал, что, по всей видимости, либо потенциала LEP II недостаточно, чтобы обнаружить скалярный бозон с массой ниже 115 ГэВ, либо масса бозона Хиггса лежит в диапазоне больших значений. В связи с этим одной из первоочередных задач коллайдеров нового поколения становится непосредственное обнаружение хиггсовского бозона. Скорее всего, бозон Хиггса будет вначале обнаружен в экспериментах на адронном коллайдере LHC, однако детальное исследование его свойств станет прерогативой будущего линейного e^+e^- -коллайдера. В первую очередь это связано с высокой светимостью будущего линейного коллайдера, более благоприятной, чем на LHC, ситуацией с фоновыми процессами, более высокой технической точностью реализации экспериментов и др.

Прецизионные эксперименты на будущем линейном коллайдере позволят не только обнаружить хиггсовский бозон и исследовать его основные характеристики, но дать ответ на принципиальный вопрос о природе устройства хиггсовского сектора теории. Обнаружение дополнительных хиггсовских бозонов, отклонение CP -свойств хиггсовского бозона от предсказаний СМ, аномальные распады хиггсовских бозонов и др. — все это может дать указание на присутствие новой физики за рамками СМ и принципиально определить тип реализующейся электрослабой теории.

Одной из актуальных задач при изучении хиггсовского сектора является определение CP -свойств скалярной частицы. Как уже было упомянуто, в

ряде расширений СМ наилегчайшая частица со спином 0 может являться комбинацией состояний без определенной четности [16], например, смесью скалярного и псевдоскалярного состояний хиггсовского бозона. Поиск эффектов от присутствия этого нового псевдоскалярного состояния является одной из интереснейших задач, решить которую вполне по силам в экспериментах на будущем линейном коллайдере [22]. Это несколько не умаляет роль будущего адронного коллайдера в подобных исследованиях. Так, на будущих адронных коллайдерах, например ЛНС, анализ азимутального углового распределения конечных детектируемых струй в подпроцессе слияния калибровочных бозонов предоставит эффективную возможность изучения CP -свойств связи HWW [23] и особенностей рождения скалярного (псевдоскалярного) хиггсовского бозона [24]. Комбинирование данных по измерению константы связи хиггсовского бозона с t -кварком в процессах $pp \rightarrow t\bar{t}h$ на ЛНС [25] и $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ на будущем линейном e^+e^- -коллайдере [26] также может быть использовано для определения CP -свойств бозона Хиггса. Тем не менее основные исследования в этой области все же будут проводиться на NLC [27].

В данном разделе мы исследуем потенциальные возможности определения относительных вкладов скалярного и псевдоскалярного хиггсовских бозонов в вершине взаимодействия $Hf\bar{f}$ в процессах $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$, $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ на будущем линейном e^+e^- -коллайдере. В качестве базисного варианта реализации будущего линейного коллайдера выбрана схема коллайдера NLC с $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и интегральной светимостью 1 аб^{-1} [28].

2.1. Выбор процессов для поиска сигнала от хиггсовского бозона.

Теоретические разработки, основанные на расчете радиационных поправок к ряду параметров электрослабой теории, и данные экспериментов коллайдера LEP указывают на то, что, по всей вероятности, величина массы хиггсовского бозона СМ локализована в области малых значений, а именно в диапазоне от 120 до 200 ГэВ. На рис. 10 показана зависимость относительных ширин распада хиггсовского бозона в различные возможные каналы как функция массы хиггсовского бозона.

Как видно из рисунка, при массах хиггсовского бозона, меньших 160 ГэВ, доминирующими модами распада являются $H \rightarrow b\bar{b}$ и $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Соответственно интерес для исследования процессов с промежуточным хиггсовским бозоном представляют процессы с b -кварками, τ -лептонами в конечном состоянии.

В ранних работах [16, 29], посвященных исследованию сигнала от хиггсовского бозона на NLC, предпочтение отдавалось процессам с радиационным рождением бозона Хиггса $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ с последующим распадом $H \rightarrow b\bar{b}$. Данный процесс, несомненно, обладает рядом преимуществ: во-первых, отсутствие недетектируемых частиц позволяет восстановить конечную кинематику событий; во-вторых, выделение Z -бозона по инвариантной массе продуктов распада, например, паре мюонов, позволяет иден-

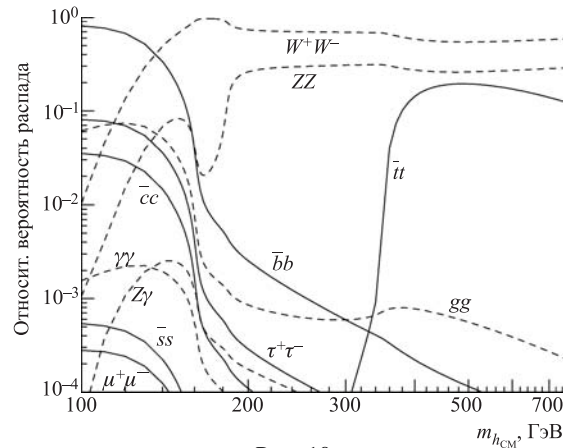


Рис. 10

тифицировать возможный скалярный резонанс, распадающийся, например, в канал $b\bar{b}$. В связи с этим данный процесс использовался при поиске хиггсовского бозона на LEP II. К недостаткам этого метода можно отнести тот факт, что при данной схеме поиска хиггсовского бозона подпроцесс $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b}$ является единственным сигнальным подпроцессом, а все остальные диаграммы СМ, дающие такое же конечное состояние, являются фоновыми. Это сильно уменьшает возможную статистику событий и тем самым ухудшает чувствительность данных к исследуемым параметрам. Кроме того, при более высоких энергиях возникает ряд других процессов с промежуточным хиггсовским бозоном, чувствительность которых к вкладу бозона Хиггса значительно выше. Одним из таких процессов является реакция с подпроцессом слияния векторных бозонов в центральной области ($W^*W^* \rightarrow H$), $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$. На рис. 11 приведена зависимость сечения обоих процессов от энергии коллайдера, \sqrt{s} и массы бозона

Как видно из рисунка, процесс со слиянием векторных бозонов доминирует в области предполагаемых масс хиггсовского бозона во всем диапазоне возможных энергий будущего коллайдера. Может показаться, что наличие нерегистрируемых нейтрино в конечном состоянии реакции $e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$ существенно сокращает возможности данного процесса, так как в данном случае не представляется возможным восстановить кинематику конечного состояния. Однако при поиске эффектов, обусловленных присутствием хиггсовского бозона, в случае изучения этого конечного состояния следует придерживаться несколько иной идеологии: нет необходимости *обнаружить* хиггсовский бозон непосредственно (как в случае с процессом радиационного рождения), вполне достаточно обнаружить сам факт его присутствия в экспериментально наблюдаемых величинах. При таком подходе статистика сигнальных событий

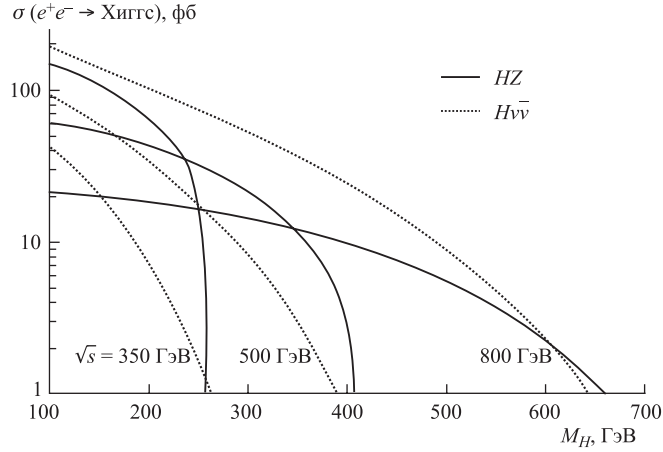


Рис. 11

складывается не только из вклада самих диаграмм с промежуточным хиггсовским бозоном, но и из вклада интерференции диаграмм с хиггсовским бозоном и диаграмм СМ без него. Это значительно повышает чувствительность данного процесса к параметрам скалярного бозона [17, 20].

В данном разделе анализируется возможность выделения сигнала от скалярного (псевдоскалярного) хиггсовского бозона в процессах $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ в экспериментах на будущем линейном коллайдере с $\sqrt{s} = 500$ ГэВ [30, 31]. Ранее данные процессы в рамках СМ были впервые проанализированы в [32–34]. При анализе реакций учитываются все возможные вклады, в частности, вклад подпроцесса со слиянием калибровочных бозонов. Стоит отметить, что процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ позволяет также полностью восстановить конечное состояние и реконструировать систему центра масс хиггсовского бозона, однако к недостаткам данного процесса можно отнести то, что его сечение меньше двух предыдущих, а именно при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $M_H = 120$ ГэВ

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}} \simeq 0,18 \text{ пб},$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-} \simeq 0,17 \text{ пб},$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}} \simeq 0,043 \text{ пб}.$$

Отличительной чертой рассматриваемых процессов является то, что в их амплитуды дают вклад диаграммы со слиянием калибровочных бозонов в центральной области, что приводит к росту сечений с ростом энергии сталкивающихся электронов.

В дальнейших исследованиях используется параметризация (1) вершины юкавского взаимодействия хиггсовских бозонов с фермионами.

2.2. Исследование эффектов псевдоскалярного хиггсовского бозона в $Hb\bar{b}$ -взаимодействии. Процесс $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}e^+e^-$. В рамках Стандартной модели, расширенной за счет присутствия нового псевдоскалярного состояния хиггсовского бозона (1), сечение реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ определяется вкладом 50 диаграмм Фейнмана, из которых две диаграммы (радиационное рождение хиггсовского бозона $Z^* \rightarrow HZ$ и рождение хиггсовского бозона за счет слияния векторных бозонов $Z^*Z^* \rightarrow H$) являются сигнальными, а остальные диаграммы СМ — фоновыми. Величина полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ для $M_H = 120$ ГэВ и $\sqrt{s} = 500$ ГэВ с учетом обрезаний $|\cos \theta_{ee}| \leq 0,9962$ (где θ_{ee} — угол рассеяния конечных позитрона (электрона) относительно оси начальных пучков) и $M_{e^+e^-} \geq 2$ ГэВ (где $M_{e^+e^-}$ — инвариантная масса электрона и позитрона в конечном состоянии) составляет $\sim 4,3 \cdot 10^{-2}$ пб.

При исследовании принципиальной возможности постановки ограничений на константы связи a и b в вершине $Hb\bar{b}$ -взаимодействия прежде всего интересно проанализировать чувствительность анализируемого процесса к этим параметрам [35]. На рис. 12 показана зависимость полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ от вариации параметров Δa ($\Delta a = a - 1$) и b .

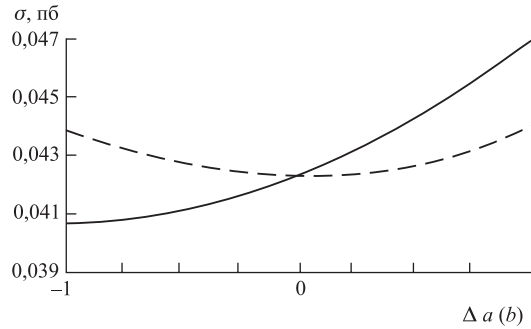


Рис. 12

Из рисунка видно, что зависимость от параметра b имеет вид параболы с минимумом в значении $b = 0$. Аналогично случаю процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, рассмотренному в предыдущем разделе, в разложении сечения данной реакции отсутствует член, линейный по параметру b . Иная ситуация наблюдается для зависимости от параметра a (Δa). Здесь минимум параболы смещен в область отрицательных значений Δa , что свидетельствует о присутствии члена, линейного по a . Кроме того, чувствительность сечения процесса выше в области положительных значений Δa , и, как следствие, резонно ожидать, что результирующие ограничения на параметр a будут жестче в области положительных значений параметра.

Наличие членов, линейных по a , опять же объясняется интерференцией диаграмм с хиггсовским бозоном и фоновых диаграмм СМ. Подобное не воз-

никает в случае параметра b за счет наличия мнимой единицы при параметре b в вершине, что приводит к взаимному сокращению линейных степеней b в членах интерференции $M_i M_j^\dagger + M_j M_i^\dagger$, где M_i и M_j — матричные элементы i -й и j -й диаграмм.

При анализе процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ мы исследуем стандартный набор экспериментально наблюдаемых распределений: распределения по импульсу и углу рассеяния b -струи, инвариантной массе пары b -струй и, кроме того, по величине T -нечетной корреляции, определенной ранее в (2), которая обладает высокой чувствительностью к возможным CP -нечетным эффектам в хиггсовском секторе [36].

На рис. 13 приведены дифференциальные распределения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ по импульсу b -кварка (рис. 13, *a*), по углу рассеяния

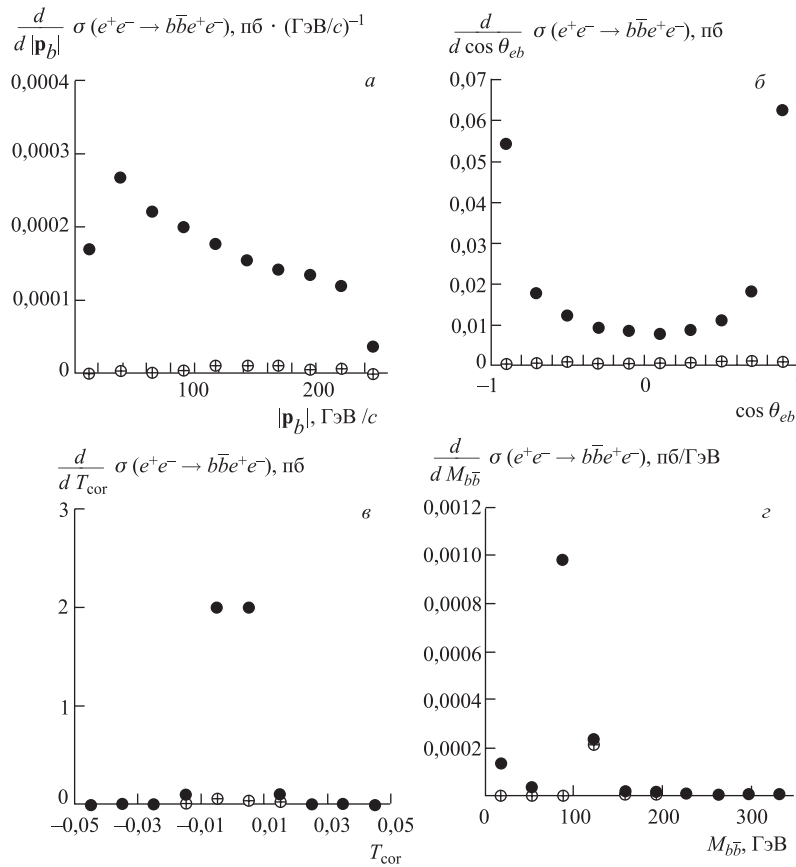


Рис. 13

b -струи (рис. 13, б), корреляции T_{cor} (рис. 13, в) и инвариантной массе b -струй (рис. 13, г). Случаю СМ ($\Delta a = b = 0$) соответствуют черные кружки, вклад диаграмм с хиггсовским бозоном, включая диаграммы интерференции, — кружки с крестом.

При определении чувствительности процесса к константам связи хиггсовского бозона важно осознавать величины относительных вкладов сигнальных и фоновых диаграмм (в нашем случае это вклады диаграмм с бозоном Хиггса и без него). Из рисунка видно, что во всех распределениях относительный вклад диаграмм с хиггсовским бозоном существенно меньше вклада фоновых диаграмм СМ. Тем не менее возможность восстановления полной кинематики конечного состояния и высокая светимость будущего e^+e^- -коллайдера позволят выделить сигнал от диаграмм с хиггсовским бозоном из фона диаграмм СМ.

Чувствительность процесса к вариации параметров Δa , b можно проиллюстрировать также на примере дифференциальных распределений. На рис. 14 приведено распределение сечения процесса по углу рассеяния

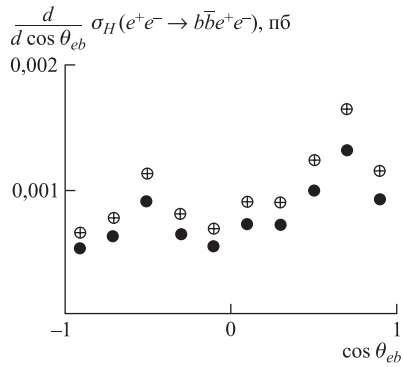


Рис. 14

b -струи для случая вклада диаграмм хиггсовского бозона в СМ ($a = 1$, $b = 0$) и для случая вклада хиггсовских диаграмм с учетом примеси псевдоскалярного бозона ($a = 1$, $b = 0,5$).

Из рисунка видно, что введение ненулевой величины b приводит к общему росту распределения, что объясняется характерной b^2 -зависимостью вклада псевдоскалярного хиггсовского бозона.

При постановке ограничений на константы связи a и b важно определить также экспериментальные наблюдаемые,

наиболее чувствительные к данным параметрам. Для этого можно проанализировать функцию чувствительности, определенную в формуле (3).

На рис. 15 приведена зависимость построенной функции чувствительности для каждого из анализируемых распределений.

В качестве примера новой физики выбран случай $a = 1$, $b = 0,5$. При вычислении экспериментальной ошибки в бине использовалось значение интегральной светимости $\int \mathcal{L} dt = 1 \text{ аб}^{-1}$. Из рис. 15 видно, что процесс наиболее чувствителен к вариации параметра b в области средних значений импульса b -струи и при больших значениях инвариантной массы b -струй. Анализ распределений показывает, что наиболее высокая чувствительность наблюдается в случае распределения по углу рассеяния b -струи, где значение величины S

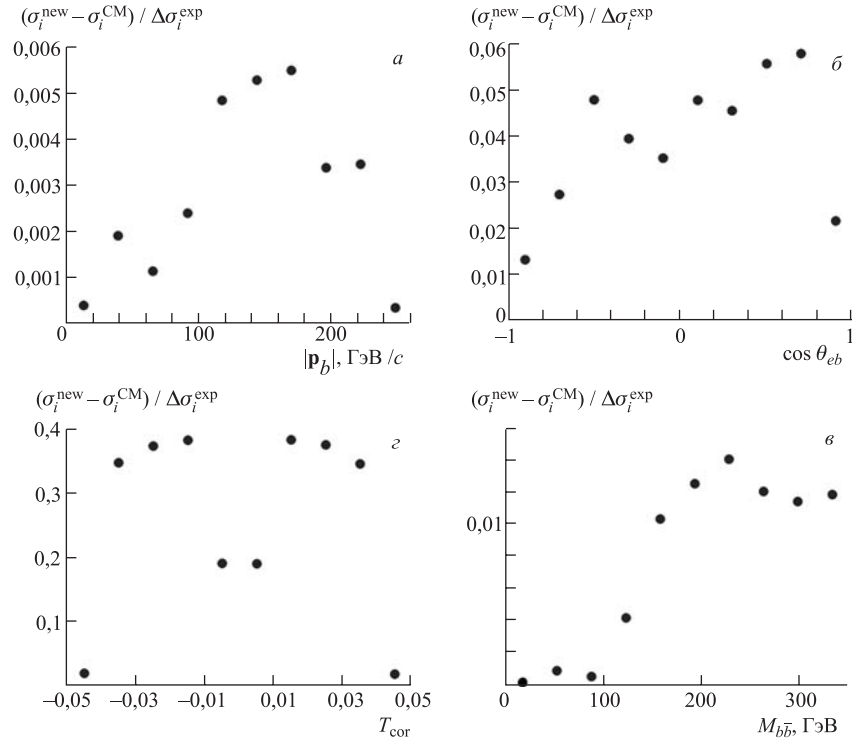


Рис. 15

варьируется на практически постоянном высоком уровне во всей кинематической области, в то время как для других наблюдаемых величина S либо мала, либо ее максимум локализован в крайне ограниченной области фазового пространства.

Важным моментом подобных исследований является проблема подавления вкладов фоновых процессов. Для реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ фоновыми являются процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-ZZ \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow ZZZ \rightarrow b\bar{b}e^+e^-\nu\bar{\nu}$ и др. Однако, как показано в работе [21], сечения этих процессов либо крайне малы, либо их вклад может быть подавлен до уровня 0,2 фб.

Для определения областей параметров a и b , которые могут быть исключены данными экспериментов на будущем линейном коллайдере, мы используем стандартный χ^2 -метод, описанный в п. 1.2. Анализ показывает [21], что использование алгоритма b -триггера при реконструкции b -струй позволит достичь эффективности $\varepsilon_{b\bar{b}} = 56\%$. Систематическая ошибка определяется разрешением детектора, неопределенностью в измерении светимости

($\sim 0,5\%$), неточностью в выделении фоновых процессов и др. и составляет величину порядка 1 % [28].

В результате анализа различных кинематических распределений процесса было установлено, что наиболее жесткие ограничения на параметры модели могут быть получены из данных по дифференциальному распределению по углу рассеяния b -струй при разбиении кинематической области на 10 бинов, что подтверждает выводы, сделанные при исследовании функции чувствительности.

На рис. 16 показаны области параметров a и b , которые могут быть исключены по данным экспериментов на будущем e^+e^- -коллайдере [28] с $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и интегральной светимостью 1 аб^{-1} при массе хиггсовского бозона $M_H = 120$ ГэВ.

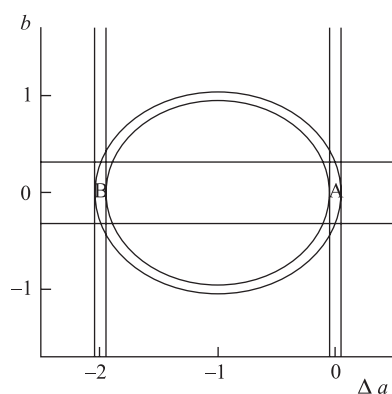


Рис. 16

Разрешенная область для случая независимых параметров Δa и b для уровня достоверности 95 % находится между двумя эллиптическими кривыми.

Область между горизонтальными прямыми представляет разрешенную область для параметра b при $\Delta a = 0$. Области между парами вертикальных прямых в левой и правой части рис. 16 — разрешенные области для параметра a при $b = 0$. Из рис. 16 видно, что в случае двух независимых параметров разрешенная область представляет собой область нечувствительности к параметрам Δa и

b , и внутри этой области индивидуальные вклады этих параметров не могут быть разделены. При поочередной вариации параметров (разрешенные области между вертикальными и горизонтальными линиями) комбинирование случаев $\Delta a = 0$, b — свободный параметр и $b = 0$, Δa — свободный параметр приводит к появлению двух несвязанных разрешенных областей, обозначенных на рис. 16 А и В (области А и В определяются пересечением горизонтальной полосы и двух вертикальных полос в левой и правой части рис. 16). Однако достаточно очевидно, что в этом случае разрешенная область В не является физической областью. Исходя из предположения о том, что СМ обладает хорошей описательной силой и эффекты новой физики будут проявляться как небольшие отклонения от предсказаний СМ, легко показать, что в случае «идеального» эксперимента при увеличении светимости и уменьшении систематической ошибки область В будет постепенно вырождаться и истинная разрешенная область будет локализована вокруг предсказываемой СМ точки $\Delta a = 0$, $b = 0$. Поэтому при определении разрешенных областей параметров мы будем подразумевать область А.

На рис.17 показаны разрешенные области параметров Δa и b , уровень достоверности 95 %, для двух независимых параметров Δa и b (область между кривыми линиями), для свободного параметра b при $\Delta a = 0$ (область между горизонтальными прямыми) и свободного параметра Δa при $b = 0$ (область между вертикальными прямыми). Случаи интегральной светимости, равной 100 фб^{-1} , 1 аб^{-1} и 10 аб^{-1} , представлены штриховыми, сплошными и пунктирными линиями соответственно.

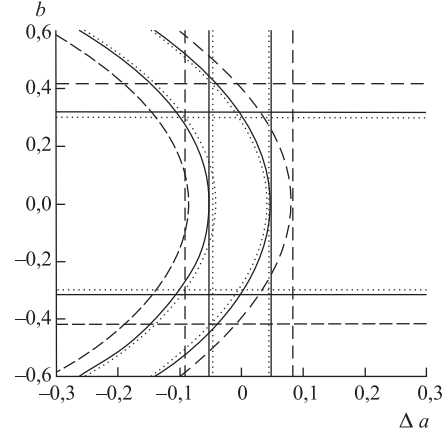


Рис. 17

Результирующие ограничения на параметры Δa и b :

$$\begin{aligned}
 -0,09 \leq \Delta a \leq 0,08 & \quad \text{для } \int \mathcal{L} dt = 100 \text{ фб}^{-1}, \\
 -0,056 \leq \Delta a \leq 0,055 & \quad \text{для } \int \mathcal{L} dt = 1 \text{ аб}^{-1}, \\
 -0,05 \leq \Delta a \leq 0,05 & \quad \text{для } \int \mathcal{L} dt = 10 \text{ аб}^{-1}
 \end{aligned} \tag{4}$$

для случая $b = 0$ и свободного Δa и

$$\begin{aligned}
 -0,42 \leq b \leq 0,42 & \quad \text{для } \int \mathcal{L} dt = 100 \text{ фб}^{-1}, \\
 -0,32 \leq b \leq 0,32 & \quad \text{для } \int \mathcal{L} dt = 1 \text{ аб}^{-1}, \\
 -0,3 \leq b \leq 0,3 & \quad \text{для } \int \mathcal{L} dt = 10 \text{ аб}^{-1}
 \end{aligned} \tag{5}$$

для случая $\Delta a = 0$ и свободного b . При вариации массы хиггсовского бозона вблизи значения $M_H = 120 \text{ ГэВ}$ результирующие ограничения могут быть с хорошей точностью аппроксимированы умножением приведенных выше ограничений на фактор $(M_H/120 \text{ ГэВ})^2$.

Процесс $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$. В рамках СМ с псевдоскалярным хиггсовским бозоном сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ определяется вкладами трех основных подпроцессов — с электронным, мюонным и τ -лептонным нейтрино в конечном состоянии:

1. $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu_e\bar{\nu}_e$ — 23 диаграммы Фейнмана (одна диаграмма с радиационным рождением хиггсовского бозона $Z^* \rightarrow ZH$, одна диаграмма с

рождением хиггсовского бозона за счет слияния $WW \rightarrow H$ и 21 фоновая диаграмма СМ);

2. $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ — 11 диаграмм Фейнмана (одна диаграмма с радиационным рождением бозона Хиггса $Z^* \rightarrow ZH$ и 10 фоновых диаграмм СМ);

3. $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ — 11 диаграмм Фейнмана (одна диаграмма с радиационным рождением бозона Хиггса $Z^* \rightarrow ZH$ и 10 фоновых диаграмм СМ)).

Величина полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ для $M_H = 120$ ГэВ и $\sqrt{s} = 500$ ГэВ определяется доминирующим вкладом подпроцесса с электронным нейтрино, сечение которого равно $\sim 0,16$ пб, в то время как оставшиеся два подпроцесса дают вклад в полное сечение на уровне $\sim 0,01$ пб. Это определяется, прежде всего, тем, что в канале с электронным нейтрино присут-

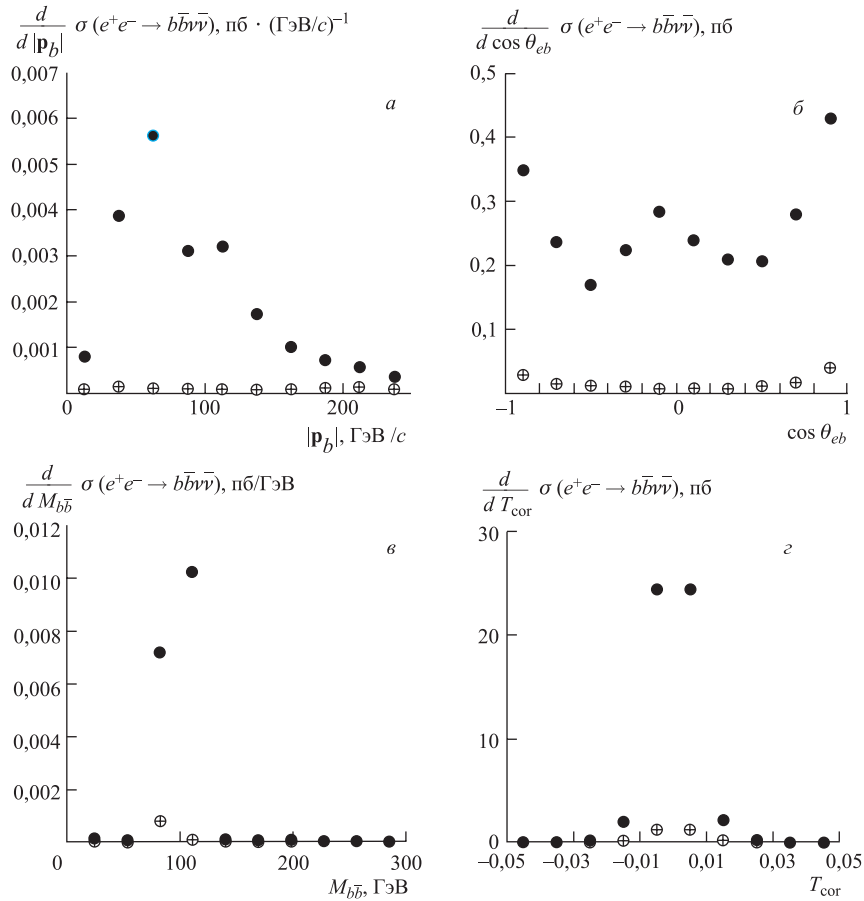


Рис. 18

стует диаграмма со слиянием $WW \rightarrow H$ в центральной области, дающая значительный вклад в процесс рождения хиггсовского бозона, не убывающий с энергией, в то время как остальные два канала рождения хиггсовского бозона определяются подпроцессом радиационного образования $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$.

При исследовании процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ анализируется стандартный набор экспериментально наблюдаемых распределений: распределения по импульсу и углу рассеяния b -струи, инвариантной массе пары b -струй и, кроме того, по введенной ранее величине T_{cor} (2).

На рис. 18 приведены дифференциальные распределения процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ в СМ для случаев суммы всех трех подпроцессов (черные кружки) и только подпроцесса с мюонным нейтрино (кружки с крестом).

Из данных распределений видно, что, как и предполагалось, доминирует подпроцесс с электронным нейтрино, сечение которого на порядок больше сечений с мюонным и τ -лептонными нейтрино, где определяющим механизмом рождения хиггсовского бозона является его радиационное образование $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$. Это обстоятельство позволяет надеяться, что изучение электронного канала реакции значительно улучшит достижимые ограничения на константы связи Hbb и даст возможность преодолеть пессимизм, высказанный в работе [29].

При определении чувствительности процесса к константам связи хиггсовского бозона важно осознавать величины относительных вкладов сигнальных и фоновых диаграмм (в нашем случае это вклады диаграмм с бозоном Хиггса и без него). На рис. 19 в качестве иллюстрации приведены дифференциальные распределения процесса по углу рассеяния b -струи для случая вклада всех диаграмм СМ, сигнальных и фоновых (черные кружки), и случая вклада диаграмм с хиггсовским бозоном, включая диаграммы интерференции (кружки с крестом), для канала с мюонным нейтрино (рис. 19, а) и суммы всех трех каналов (рис. 19, б).

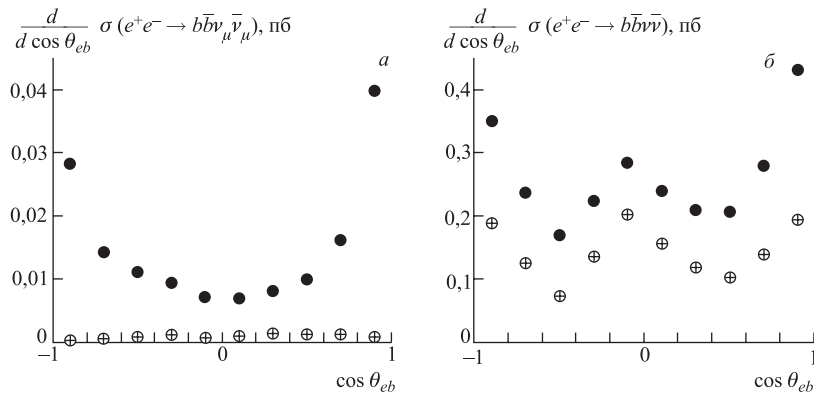


Рис. 19

Сравнивая рис. 19, *a* и *б*, видим, что, помимо малости самого сечения подпроцесса с мюонным нейтрино, величина относительного вклада диаграмм с хиггсовским бозоном для этого подпроцесса значительно меньше, чем в случае подпроцесса с электронным нейтрино, где величина вклада диаграмм с хиггсовским бозоном сравнима с вкладом фоновых диаграмм СМ.

При исследовании принципиальной возможности постановки ограничений на параметры модели, прежде всего, интересно проанализировать чувствительность анализируемого процесса к этим параметрам. На рис. 20 показана зависимость полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ от вариации параметров Δa и b ($\Delta a = a - 1$).

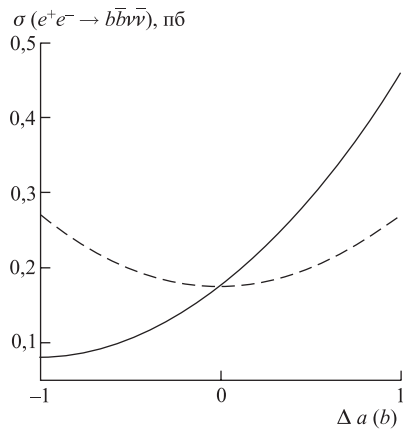


Рис. 20

зависимость полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ от вариации параметров Δa и b ($\Delta a = a - 1$).

Как и в случае процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$, из рисунка видно, что зависимость от параметра b имеет вид параболы с минимумом в значении $b = 0$, т.е. отсутствует в разложении сечения член, линейный по b . Иная ситуация наблюдается для зависимости от параметра $a(\Delta a)$. Здесь минимум параболы смещен в область отрицательных значений Δa , что свидетельствует о присутствии члена, линейного по a . Кроме того, чувствительность сечения процесса выше в области положительных значений Δa , и, как следствие, резонно ожидать, что результирующие ограничения на параметр a будут жестче в области положительных значений параметра [17].

Наличие членов, линейных по a , опять же объясняется интерференцией диаграмм с хиггсовским бозоном и фоновых диаграмм СМ.

Чувствительность процесса к вариации параметров Δa , b можно проиллюстрировать на примере дифференциальных распределений.

На рис. 21 приведено распределение сечения процесса по углу рассеяния b -струи для канала с мюонным нейтрино (рис. 21, *a*) и суммарного распределения (рис. 21, *б*) для случая вклада хиггсовского бозона в СМ ($a = 1$, $b = 0$) — черные кружки, и для случая примеси псевдоскалярного бозона ($a = 0,5$, $b = 0,5$) (кружки с крестом).

Видно, что абсолютное отклонение за счет вариации параметров в случае с мюонным нейтрино составляет величину $\sim 0,001$, а в случае суммарного распределения $\sim 0,1$ практически во всей кинематической области. Это еще раз подтверждает важность вклада подпроцесса с электронным нейтрино.

Проанализируем зависимость введенной ранее функции чувствительности (3) для каждого из распределений. На рис. 22 приведена зависимость по-

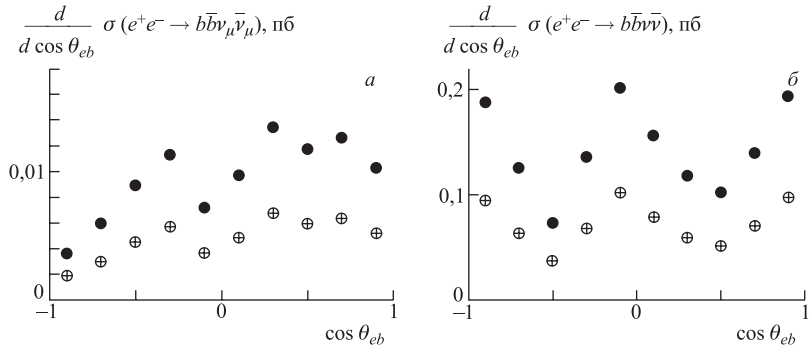


Рис. 21

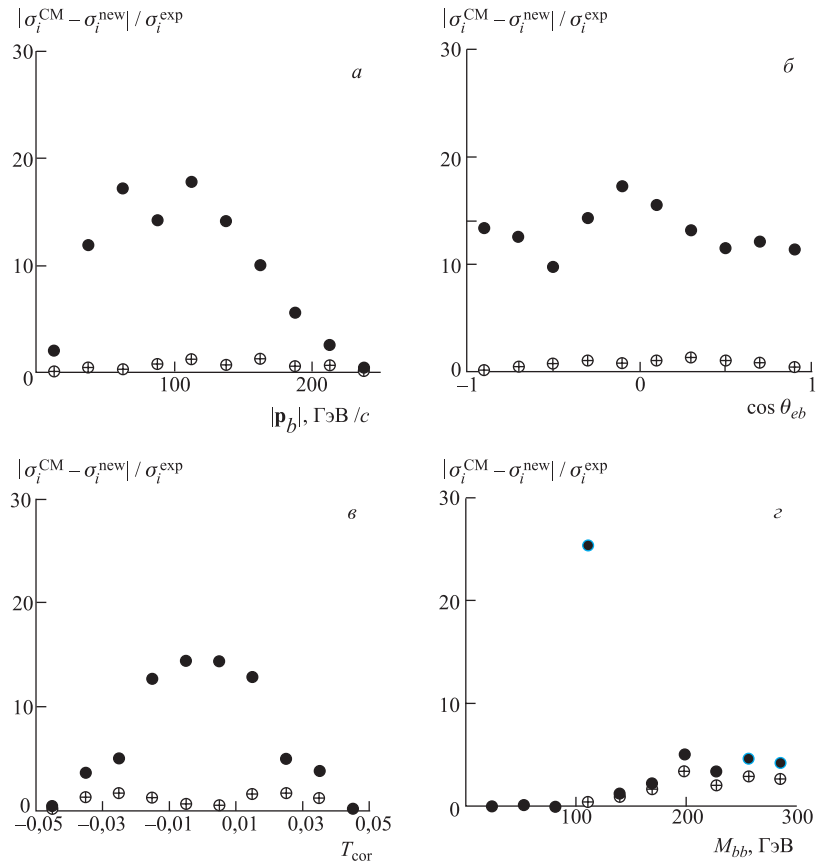


Рис. 22

строенной таким образом функции чувствительности для каждого из анализируемых распределений. Для иллюстрации в качестве примера новой физики выбран случай $a = 1$, $b = 0,5$. При вычислении экспериментальной ошибки в бине использовалось значение интегральной светимости $\int \mathcal{L} dt = 1 \text{ аб}^{-1}$. Черными кружками представлены значения функции S для случая суммарного распределения, а кружками с крестом — для случая подпроцесса с мюнным нейтрино.

Наиболее высокая чувствительность наблюдается в случае распределения по углу рассеяния b -струи, где значение величины S варьируется на практически постоянном высоком уровне во всей кинематической области, в то время как для других наблюдаемых величина S либо мала, либо ее максимум локализован в крайне ограниченной области фазового пространства. На примере поведения функции S можно еще раз отметить важность канала с электронным нейтрино (с диаграммой WW -слияния), который существенно усиливает эффект от вариации параметров. Снова подчеркнем, что данное поведение функции S позволяет надеяться на результаты не столь пессимистичные, как это представлено в работе [29].

Важным моментом подобных исследований является проблема подавления вкладов фоновых процессов. Для реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ фоновыми являются процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-ZZ \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ (с незарегистрированной e -парой), $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}W^+W^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow ZZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ и др.

Однако, как показано в работе [21], сечения этих процессов либо крайне малы, либо их вклад может быть подавлен до уровня 0,2 фб.

Для определения областей параметров a и b , которые могут быть исключены данными экспериментов на будущем линейном коллайдере, используется стандартный χ^2 -метод, описанный в п. 1.2.

В результате анализа различных кинематических распределений процесса было установлено, что наиболее жесткие ограничения на параметры модели могут быть получены из данных по дифференциальному распределению по углу

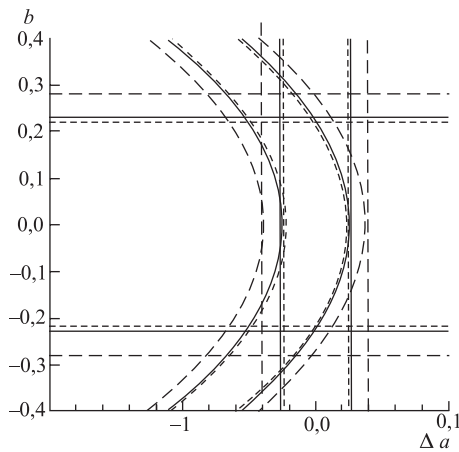


Рис. 23

рассеяния b -струй при разбиении кинематической области на 10 бинов, что, естественно, подтверждает выводы, сделанные при исследовании функции чувствительности.

На рис. 23 показаны области параметров a и b , которые могут быть исключены по данным экспериментов на будущем линейном e^+e^- -коллайдере [28] с $\sqrt{s} = 500$ ГэВ при массе хиггсовского бозона $M_H = 120$ ГэВ.

Разрешенная область для случая независимых параметров Δa и b для уровня достоверности 95 % находится внутри концентрических кривых. Область между горизонтальными прямыми представляет разрешенную область для параметра b при $\Delta a = 0$. Область между вертикальными прямыми — разрешенная область для параметра a при $b = 0$. Случаи интегральной светимости, равной 100 фб^{-1} , 1 аб^{-1} и 10 аб^{-1} , представлены штриховыми, сплошными и пунктирными линиями соответственно.

Результирующие ограничения на параметры a и b могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} -0,041 \leq \Delta a \leq 0,039 & \quad \text{для} \quad \int \mathcal{L} dt = 100 \text{ фб}^{-1}, \\ -0,026 \leq \Delta a \leq 0,027 & \quad \text{для} \quad \int \mathcal{L} dt = 1 \text{ аб}^{-1}, \\ -0,024 \leq \Delta a \leq 0,024 & \quad \text{для} \quad \int \mathcal{L} dt = 10 \text{ аб}^{-1} \end{aligned} \quad (6)$$

для случая $b = 0$ и свободного Δa и

$$\begin{aligned} -0,28 \leq b \leq 0,28 & \quad \text{для} \quad \int \mathcal{L} dt = 100 \text{ фб}^{-1}, \\ -0,23 \leq b \leq 0,23 & \quad \text{для} \quad \int \mathcal{L} dt = 1 \text{ аб}^{-1}, \\ -0,22 \leq b \leq 0,22 & \quad \text{для} \quad \int \mathcal{L} dt = 10 \text{ аб}^{-1} \end{aligned} \quad (7)$$

для случая $\Delta a = 0$ и свободного b . Как ранее было отмечено, данные ограничения могут быть с хорошей точностью аппроксимированы для случая масс хиггсовского бозона вблизи $M_H = 120$ ГэВ умножением ограничений на фактор $(M_H/120 \text{ ГэВ})^2$.

2.3. Использование поляризационных наблюдаемых для определения CP -свойств хиггсовского бозона. Следует отметить, что существенным недостатком процессов $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ является отсутствие зависимости данных от членов, пропорциональных линейной степени параметра b . Предполагаемая малость величины b не позволяет добиться жестких ограничений на параметры связи псевдоскалярного хиггсовского бозона с фермионами, которые определяются членами, пропорциональными b^2 . Как будет показано далее, эта проблема в случае, например, процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ решается путем учета последующих каскадных распадов (например, $\tau \rightarrow \pi\nu$ и $\tau \rightarrow \rho\nu$), что позволяет разделить вклады скалярного и

псевдоскалярного хиггсовского бозона и получить дополнительную информацию о природе хиггсовского бозона.

Как и в случае реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$, исследование процессов с рождением b -струй в конечном состоянии с учетом поляризации b -кварков могло бы в значительной степени облегчить задачу разделения вкладов от параметров a и b вершины $Hb\bar{b}$ -взаимодействия.

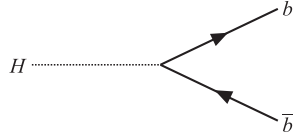


Рис. 24

Для иллюстрации рассмотрим процесс распада хиггсовского бозона на пару b -кварков (см. рис. 24).

Для наиболее общей параметризации вершины $Hb\bar{b}$ -взаимодействия с учетом возможного присутствия псевдоскалярного хиггсовского бозона квадрат матричного элемента диаграммы, приведенной на рис. 24, может быть записан следующим образом:

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{4m^2}{v^2} \left\{ a^2 \left[((p_1 p_2) - m^2)(1 - (s_1 s_2)) + (p_1 s_2)(p_2 s_1) \right] + b^2 \left[((p_1 p_2) + m^2)(1 + (s_1 s_2)) - (p_1 s_2)(p_2 s_1) \right] + 2ab\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} p_1^\alpha s_1^\beta p_2^\mu s_2^\nu \right\}, \quad (8)$$

где $m = m_b$ — масса b -кварка; $M = M_H$ — масса хиггсовского бозона; p_1 и p_2 , s_1 и s_2 — 4-векторы импульса и спина b - и \bar{b} -кварка соответственно.

4-вектор спина кварка s^μ определяется как [40]

$$s^0 = \frac{(\mathbf{p}\boldsymbol{\xi})}{m}, \quad \mathbf{s} = \boldsymbol{\xi} + \frac{(\mathbf{p}\boldsymbol{\xi})\mathbf{p}}{m(m+E)},$$

где E — энергия b -кварка, а $\boldsymbol{\xi}$ — единичный вектор в направлении поляризации частицы в системе координат, где она покоится. Легко проверить, что

$$s^2 = -1, \quad sp = 0.$$

Из выражения (8) видно, что учет поляризаций b -кварков в конечном состоянии приводит не только к возникновению различной зависимости вкладов от членов при a^2 и b^2 , что может облегчить их идентификацию, но и к появлению члена при произведении ab , линейного по каждому из параметров, что позволяет надеяться на возможность выделения знака параметра b . Выяснение знака параметра b является весьма важным обстоятельством при определении глобального подкласса расширенных теорий, предсказывающих присутствие псевдоскалярного хиггсовского бозона.

Однако ситуация с определением поляризации кварков для случаев процессов с рождением b -кварков в конечном состоянии является более сложной,

чем для τ -лептонов. В принципе, учет поляризации b -кварков в конечном состоянии можно было бы осуществлять, например, по каскадному распаду $b \rightarrow c\mu\nu$. Однако наблюдение слабых распадов $b \rightarrow c\mu\nu$ не представляется возможным в силу того, что b -кварк быстрее адронизуется в различные B -мезонные состояния, чем распадается слабым образом. Тем не менее в работах [38, 39] показано, что существует корреляция между поляризацией b -кварка и, например, рождаемого им Λ_b -бариона. В [39] было показано, что основная часть поляризации начального b -кварка переносится в Λ_b -барион, а именно $P_{\Lambda_b} \simeq P_b = -0,94$.

Экспериментальный анализ, проведенный в [38] по рождению Λ_b -барионов в распаде Z -бозона, дал следующие значения для поляризации: $P_{\Lambda_b} = -0,23_{-0,20}^{+0,24}$, что, вообще говоря, находится в противоречии с теоретическими предсказаниями, проведенными в [39]. Однако учет эффекта переноса поляризации b -кварка в Λ_b -барион позволяет надеяться на возможность экспериментального определения поляризации b -кварка и, следовательно, на выделение сигнала от членов, линейных по параметру b .

2.4. Исследование эффектов псевдоскалярного хиггсовского бозона в $H\tau^+\tau^-$ -взаимодействии. Процесс $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$. В процесс $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ [30], где $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$, дают вклад следующие подпроцессы:

1. $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu_e\bar{\nu}_e$ — 21 диаграмма Фейнмана (одна диаграмма с радиационным рождением бозона Хиггса $Z^* \rightarrow ZH$, одна диаграмма с рождением хиггсовского бозона за счет слияния $WW \rightarrow H$ и 19 фоновых диаграмм СМ);
2. $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ — 11 диаграмм Фейнмана (одна диаграмма с радиационным рождением бозона Хиггса $Z^* \rightarrow ZH$ и 10 фоновых диаграмм СМ);
3. $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ — 20 диаграмм Фейнмана (одна диаграмма с радиационным рождением бозона Хиггса $Z^* \rightarrow ZH$ и 19 фоновых диаграмм СМ).

Полное сечение суммы данных подпроцессов составляет при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $M_H = 120$ ГэВ величину $\sigma \simeq 0,17$ пб; как и в случае рождения b -кварков, доминирующим является канал с электронным нейтрино в конечном состоянии [30].

На рис. 25 показана зависимость полного сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-$ (сумма всех трех каналов) от вариации параметров Δa и b ($\Delta a = a - 1$).

Как и в случае рассмотренных ранее процессов, зависимость от параметра b имеет квадратичный характер и минимум при $b = 0$; зависимость от a также имеет квадратичный характер, но минимум параболы смещен в область отрицательных значений Δa , что снова свидетельствует о присутствии члена, линейного по a . Сравнивая рис. 20 и 25, видим, что процесс $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ имеет более высокую чувствительность к параметрам a и b , что в основном определяется разницей масс b -кварка и τ -лептона.

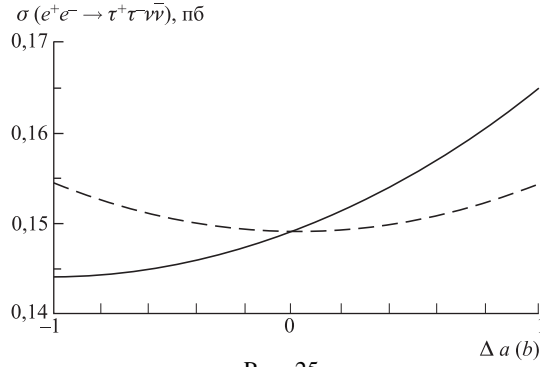


Рис. 25

Поведение дифференциальных распределений процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ во многом схоже со случаем процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$. Как и ранее, вклад хиггсовского бозона в суммарное распределение повторяет форму распределения СМ, однако величина вклада существенно меньше. Более низкая чувствительность процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ к вкладу диаграмм с обменом хиггсовским бозоном сказывается и на относительной чувствительности распределений к вариации параметров a и b . На рис. 26 приведено дифференциальное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ по углу рассеяния τ -лептона для случая вклада хиггсовского бозона в СМ ($a = 1, b = 0$, черные кружки) и при $a = 0,5, b = 0,5$ (кружки с крестом).

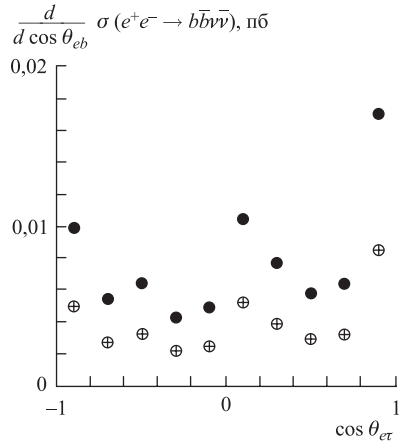


Рис. 26

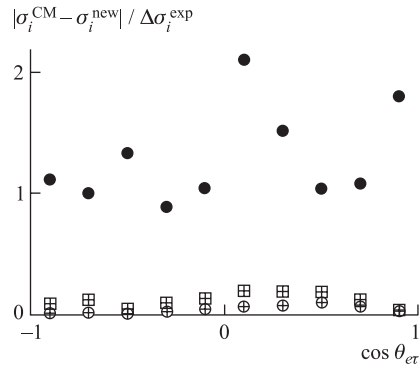


Рис. 27

Как и в случае процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, дифференциальное распределение по углу рассеяния τ -лептона является наиболее чувствительным к вариации параметров a и b . На рис. 27 показано поведение функции чувствительности,

определенной ранее (3), для случая $a = 1$, $b = 0,5$ при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и интегральной светимости $\int \mathcal{L} dt = 1$ аб⁻¹. Черными кружками показан случай всех трех подпроцессов, квадратами с крестом — случай канала с τ -лептонным нейтрино, кружками с крестом — случай канала с мюонным нейтрино.

Видно, что подпроцесс с электронным нейтрино, как и ранее, является доминирующим и в основном определяет чувствительность всего процесса.

Предпочтение дифференциального распределения по углу рассеяния τ -лептона объясняется также тем фактом, что в отличие от b -струй в конечном состоянии реконструкция τ -лептонов в конечном состоянии технически более сложна, а в отличие от других распределений для распределения по $\cos \theta_{e\tau}$ требуется только восстановление направления импульса τ -лептона.

Для последующего анализа мы предполагаем, что τ -лептонная пара в конечном состоянии может быть реконструирована в эксперименте по распадам τ в π и ρ . Каналы $\tau \rightarrow \pi\nu$ и $\tau \rightarrow \rho\nu$ являются наиболее важными модами распада и вместе составляют 13% брэнчинга распада τ -пары. Как было показано в исследованиях на LEP/SLC, включение других каналов, таких как $\tau^\pm \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^\pm\nu$, $\tau^\pm \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^\pm\nu$, а также лептонных мод распада τ , может увеличить статистику по распадам τ до 82%.

Существует несколько основных методов, которые могут быть использованы для реконструкции пар τ -лептонов в конечном состоянии [40]. Недавно был предложен новый метод [41], позволяющий добиться высокой эффективности реконструкции, который основан на анализе распадной цепочки $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \bar{\nu}_\tau (\nu_\tau)$, $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$. Этот метод был использован для исследования CP -природы хиггсовского бозона в канале с $\tau \rightarrow \rho\nu$ [42, 43].

Результаты анализа экспериментальных данных LEP [44] показывают, что эффективность реконструкции τ варьируется от 51 до 80%. Для последующего анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-$ мы воспользуемся умеренной оценкой эффективности реконструкции τ -пары $\varepsilon_{\tau\tau} = 50\%$.

Другим важным аспектом является изучение вкладов возможных фоновых процессов, таких как $e^+e^- \rightarrow e^+e^-ZZ \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ (с потерянной e -парой), $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}W^+W^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow ZZZ \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$ и др. Однако поведение и величина сечений этих процессов схожи со случаем аналогичных фоновых процессов для $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, и вклады этих фоновых реакций могут быть учтены без особых технических трудностей [45].

При изучении областей параметров a и b , которые могут быть исключены по данным экспериментов на будущем e^+e^- -коллайдере с $\sqrt{s} = 500$ ГэВ, мы хотим сделать замечание относительно зависимости ограничений от интегральной светимости коллайдера. На рис. 28 приведены разрешенные области параметров a и b для случаев $\int \mathcal{L} dt = 100$ фб⁻¹ (область, ограниченная

сплошной линией), 1 аб^{-1} (область, ограниченная пунктирными линиями) и 10 аб^{-1} (область, ограниченная штриховыми линиями).

В отличие от случая процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ при интегральной светимости коллайдера 100 фб^{-1} внутренний контур не возникает, и разрешенная область представляет собой круг [36]. Такое отличие является прямым следствием более низкой чувствительности процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-$.

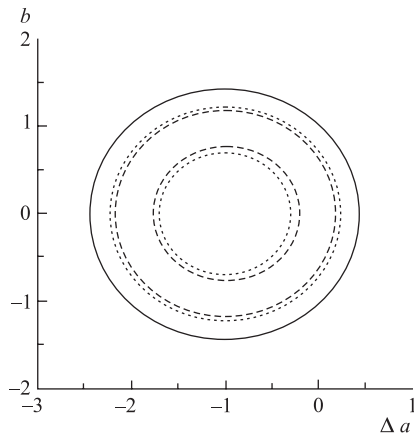


Рис. 28

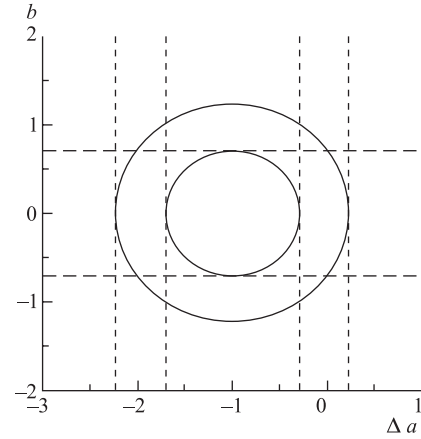


Рис. 29

На рис. 29 показана разрешенная область параметров a и b ($\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$, $\int \mathcal{L} dt = 1 \text{ аб}^{-1}$, $M_H = 120 \text{ ГэВ}$), уровень достоверности 95 %, для случаев независимых параметров a и b (область, ограниченная сплошными линиями), фиксированного $b = 0$ (области между вертикальными прямыми) и фиксированного $\Delta a = 0$ (область между горизонтальными прямыми).

Исходя из предположения о том, что СМ принципиально верна и эффекты новой физики могут проявиться в качестве малых отклонений от предсказаний СМ (в пределах экспериментальных ошибок), в случае фиксированного параметра $b = 0$ можно исключить левую область как нефизическую.

Тогда соответствующие ограничения для случая $\int \mathcal{L} dt = 1 \text{ аб}^{-1}$ можно записать следующим образом [30]:

1. Два независимых параметра:

$$(0,70)^2 \leq (\Delta a + 1)^2 + b^2 \leq (1,23)^2.$$

2. $b = 0$ и свободный Δa :

$$-0,32 \leq \Delta a \leq 0,24.$$

3. $\Delta a = 0$ и свободный b :

$$-0,73 \leq b \leq 0,73.$$

Данные результаты также могут быть аппроксимированы для случая масс хиггсовского бозона вблизи $M_H = 120$ ГэВ путем умножения ограничений на фактор $(M_H/120 \text{ ГэВ})^2$.

Видно, что полученные ограничения на порядок слабее ограничений, вытекающих из анализа процесса $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, что объясняется меньшей юкавской константой связи хиггсовского бозона.

Алгоритм восстановления CP-состояния хиггсовского бозона по продуктам распада τ -лептона. При исследовании взаимодействия хиггсовского бозона с τ -лептонами можно воспользоваться модельно-независимым и независимым от механизма рождения алгоритмом восстановления CP-состояния хиггсовского бозона по продуктам распада τ -лептона для цепочки распадов $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \rho^+\rho^-\bar{\nu}_\tau\nu_\tau \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0\bar{\nu}_\tau\nu_\tau$ в условиях будущих экспериментов на e^+e^- -коллайдере. Суть метода заключается во введении новой экспериментальной наблюдаемой — угла компланарности ϕ (угла между двумя плоскостями продуктов распада τ -лептонов (π^+, π^0) и (π^-, π^0) в системе покоя $\rho^+\rho^-$) и изучении распределения величины $d\sigma/d\phi$ по ϕ [42, 46]. Поскольку в цепи распадов участвуют нейтрино, то точное восстановление системы покоя хиггсовского бозона не представляется возможным и вместо нее используется система покоя $\rho^+\rho^-$, преимуществом которой является то, что она строится из наблюдаемых продуктов распада.

Сам по себе угол компланарности нечувствителен к тому, каким является хиггсовский бозон — скалярным или псевдоскалярным, поэтому в рассмотрение вводится дополнительный параметр. Было показано [47], что спиновое состояние τ -лептона в распаде $\tau \rightarrow \pi^\pm\pi^0\nu$ пропорционально разности энергий заряженного и нейтрального пионов в системе покоя τ -лептона, поэтому закономерно рассматривать две области

$$\mathcal{C} : y_1 y_2 > 0,$$

$$\mathcal{D} : y_1 y_2 < 0,$$

где

$$y_1 = \frac{E_{\pi^+} - E_{\pi^0}}{E_{\pi^+} + E_{\pi^0}}, \quad y_2 = \frac{E_{\pi^-} - E_{\pi^0}}{E_{\pi^-} + E_{\pi^0}},$$

а E_{π^\pm}, E_{π^0} — энергии пионов в соответствующих системах покоя τ^\pm -лептонов. Результаты генерирования по методу Монте-Карло величины $d\sigma/d\phi$ по ϕ приведены на рис. 30.

На рис. 30 изображены распределения продуктов распада $\rho^+\rho^-$ по углу ϕ в системе покоя $\rho^+\rho^-$ -пары для областей \mathcal{C} и \mathcal{D} соответственно. Толстые линии соответствуют скалярному хиггсовскому бозону, тонкие — псевдоскалярному. Моделирование проводилось при энергии сталкивающихся e^+e^- $\sqrt{s} = 500$ ГэВ, массе хиггсовского бозона 120 ГэВ и интегральной светимости коллайдера 500 фб^{-1} . Как видно из рисунка, распределения наиболее

чувствительны к эффектам скалярного и псевдоскалярного хиггсовского бозона при малых и больших углах компланарности.

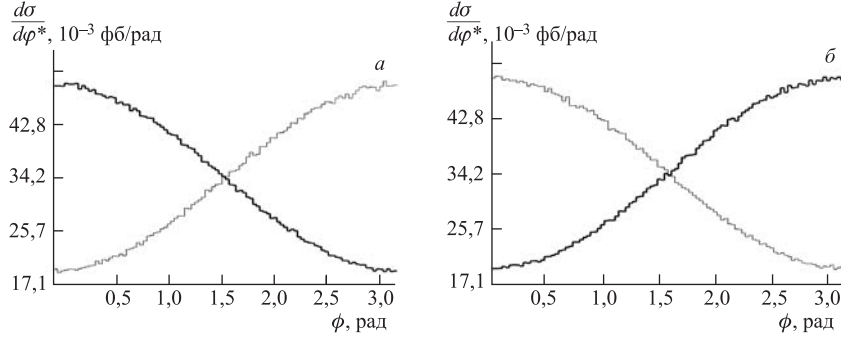


Рис. 30

Таким образом, предложенная методика позволяет использовать данные по процессу с $H\tau^+\tau^-$ -взаимодействием для последующего анализа и восстановления CP -состояния хиггсовского бозона. Если хиггсовский бозон является смесью различных состояний (скалярного и псевдоскалярного), то процесс $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-$ с последующим каскадным распадом $\tau^+\tau^- \rightarrow \rho^+\rho^-\bar{\nu}_\tau\nu_\tau \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-\pi^0\bar{\nu}_\tau\nu_\tau$ представляет уникальную возможность определения параметров смешивания скалярного и псевдоскалярного состояний хиггсовского бозона в экспериментах на будущих линейных коллайдерах.

2.5. Сравнительный анализ рассмотренных процессов. Приведенные выше результаты по анализу возможности выделения сигнала от псевдоскалярного хиггсовского бозона в процессах $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-$ и $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ показывают, что изучение данных реакций позволит поставить достаточно жесткие ограничения на константы связи скалярного (псевдоскалярного) бозона Хиггса с фермионами [17,20]. Стоит отметить, однако, что недостатком данных процессов является отсутствие возможности восстановления полной кинематики реакции, что несколько ограничивает чувствительность данных к параметрам модели. Напротив, процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ [18] позволяет полностью восстановить конечное состояние и реконструировать систему центра масс хиггсовского бозона, и хотя его сечение меньше двух предыдущих, а именно при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $M_H = 120$ ГэВ

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}} \simeq 0,18 \text{ пб},$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-} \simeq 0,17 \text{ пб},$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}} \simeq 0,043 \text{ пб},$$

данные по этому процессу также позволяют сузить область разрешенных параметров скалярного-псевдоскалярного смешивания в вершине взаимодействия хиггсовского бозона с фермионами.

Важной отличительной чертой всех трех рассмотренных процессов является тот факт, что в их амплитуды дают вклад диаграммы со слиянием калибровочных бозонов в центральной области, что приводит к росту сечений с увеличением энергии начальных пучков и росту совокупной чувствительности данных к исследуемым параметрам.

Стоит сделать замечание относительно важности всех трех процессов с точки зрения исследования CP -природы хиггсовского сектора. Помимо того факта, что, например, данные по реакции $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-$ сами по себе могут напрямую дать указание на наличие скалярного-псевдоскалярного смешивания (при анализе продуктов распадов τ -лептонов), CP -четные дифференциальные распределения всех трех процессов также могут дать информацию о величинах параметров смешивания. Предположим, например, что данные с будущего коллайдера выявят наличие отклонения в процессах с хиггсовским бозоном от предсказаний СМ. Кроме того, будем полагать, что в наличии будут иметься данные независимого измерения парциальной ширины хиггсовского бозона $\Gamma_{H \rightarrow b\bar{b}}$ (например, из данных по резонансному рождению хиггсовского бозона на мюонном коллайдере и др.). Видно, что в рамках используемой параметризации парциальные ширины хиггсовского бозона $\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} \sim (a^2 + b^2)$, в то время как исследованные нами наблюдаемые имеют иную зависимость:

$$\frac{d\sigma}{d\mathcal{O}} = A_0 + aA_1 + a^2A_2 + b^2A_3.$$

Тогда, комбинируя результаты по исследованию процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$, $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$, $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\tau^+\tau^-$ и данные по измерению парциальной ширины $\Gamma_{H \rightarrow b\bar{b}}$, можно разделить вклады скалярной и псевдоскалярной констант связи a и b и тем самым получить явное указание на CP -природу хиггсовского сектора.

Этот подход дает весьма эффективную возможность *независимого* определения параметров a и b в вершине $Hf\bar{f}$ -взаимодействия. Недостатком данного метода является отсутствие возможности определения знака константы связи b , что, по-видимому, остается прерогативой исследований поляризационных эффектов в конечном состоянии, что обсуждалось в предыдущем разделе.

2.6. Резюльтирующие ограничения. Поскольку в процессах $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$ в конечном состоянии рождаются схожие конфигурации струй b -кварков, а алгоритмы восстановления b -струй в эксперименте в обоих случаях являются одними и теми же, то представляется возможным объединить ограничения на константы хиггсовского юкавского взаимодействия с целью получения более жестких ограничений на исследуемые параметры модели. Методика получения результирующих ограничений [22] следующая: предположим, что на величину X имеются два ограничения $|X| \leq c_1$ и

$|X| \leq c_2$ из двух различных процессов. Тогда комбинированное ограничение можно записать в следующем виде:

$$|X| \leq c_3, \quad c_3 = \sqrt{(c_1\omega_1)^2 + (c_2\omega_2)^2},$$

где ω_1 и ω_2 — статистические веса, определяемые как

$$\omega_1 = \frac{N_1}{N_1 + N_2} \quad \text{и} \quad \omega_2 = \frac{N_2}{N_1 + N_2};$$

N_1, N_2 — число событий в каждом из процессов, т. е., фактически, величины, пропорциональные их сечениям.

Используя данную методику применительно к данным по процессам $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$, можно получить следующие результирующие ограничения:

$$\begin{aligned} -0,037 \leq \Delta a \leq 0,035 & \quad \text{для } \mathcal{L} = 100 \text{ фб}^{-1}; \\ -0,024 \leq \Delta a \leq 0,024 & \quad \text{для } \mathcal{L} = 1 \text{ аб}^{-1}; \\ -0,022 \leq \Delta a \leq 0,022 & \quad \text{для } \mathcal{L} = 10 \text{ аб}^{-1} \end{aligned}$$

в случае $b = 0$ и свободного Δa и

$$\begin{aligned} -0,24 \leq b \leq 0,24 & \quad \text{для } \mathcal{L} = 100 \text{ фб}^{-1}; \\ -0,20 \leq b \leq 0,20 & \quad \text{для } \mathcal{L} = 1 \text{ аб}^{-1}; \\ -0,19 \leq b \leq 0,19 & \quad \text{для } \mathcal{L} = 10 \text{ аб}^{-1} \end{aligned}$$

в случае $\Delta a = 0$ и свободного b .

Полученные результаты сравнимы с результатами анализа [24], где глобальный фит для $\int \mathcal{L} dt = 500 \text{ фб}^{-1}$ и $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$ предсказывает относительную точность в определении юкавской константы связи $g_{H^0 b\bar{b}}$ на уровне 2,2%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована возможность обнаружения эффектов присутствия нового псевдоскалярного хиггсовского бозона при изучении данных по процессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ в экспериментах на коллайдере LEP II. В качестве индикатора CP -природы исследуемого хиггсовского бозона выбрана его связь с b -кварками, которая для случая скалярного и псевдоскалярного состояний хиггсовского бозона определяется различными юкавскими константами. Эффект присутствия псевдоскалярного состояния хиггсовского бозона параметризован модельно-независимым образом в виде $\frac{m_b}{v}(a + i\gamma_5 b)$. Показано, что

уже при энергиях LEP II чувствительность исследуемого процесса к константам связи $Hb\bar{b}$ в значительной степени определяется вкладом подпроцесса слияния $WW \rightarrow H$.

В результате проведенного моделирования показано, что данные LEP II по процессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ либо могут дать указание на присутствие псевдоскалярного состояния хиггсовского бозона, либо позволят ограничить разрешенную область констант связи псевдоскалярного хиггсовского бозона с b -кварками.

В частности, для коллайдера LEP II с $\int \mathcal{L} dt = 600 \text{ пб}^{-1}/\text{эксп.}$ и $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$ из данных по процессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ можно получить ограничение области параметров a и b

$$(0,32)^2 \leq (\Delta a + 1)^2 + b^2 \leq (1,4)^2$$

для случая независимых параметров a и b ,

$$-0,75 \leq \Delta a \leq 1,4$$

для случая $b = 0$ и свободного Δa и

$$-0,97 \leq b \leq 0,97$$

для случая $\Delta a = 0$ и свободного b .

Проанализирован потенциал будущего линейного e^+e^- -коллайдера по определению CP -природы хиггсовского бозона путем изучения констант связи скалярного (псевдоскалярного) состояния хиггсовского бозона с b -кварками и τ -лептонами. Исследованы процессы $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$, обладающие высокой чувствительностью к аномальным константам связи хиггсовского бозона с фермионами. Показано, что чувствительность данных реакций к эффектам новой физики определяется доминирующим вкладом подпроцессов рождения хиггсовского бозона за счет слияния векторных бозонов в центральной области $W^*W^* \rightarrow H$ и $Z^*Z^* \rightarrow H$, а вклад подпроцесса с радиационным рождением хиггсовского бозона $Z^* \rightarrow HZ$ при этих энергиях незначителен.

Для наиболее общей модельно-независимой параметризации вершины взаимодействия $Hf\bar{f}$ исследован набор экспериментально наблюдаемых величин, позволяющих выявить присутствие нового состояния хиггсовского бозона и поставить ограничения на величины его констант связи с фермионами. В качестве базового проекта реализации будущего линейного коллайдера была выбрана схема NLC с энергией сталкивающихся пучков $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$ и интегральной светимостью 1 аб^{-1} .

При рассмотрении процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ ($M_H = 120 \text{ ГэВ}$) показано, что данные с будущего коллайдера позволят получить следующие ограничения

на параметры вершины $Hf\bar{f}$ -взаимодействия:

$$-0,32 \leq \Delta a \leq 0,24$$

в случае $b = 0$ и свободного Δa и

$$-0,73 \leq b \leq 0,73$$

в случае $\Delta a = 0$ и свободного b .

Соответствующие ограничения, вытекающие из данных по процессу $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, составляют

$$-0,026 \leq \Delta a \leq 0,027$$

в случае $b = 0$ и свободного Δa и

$$-0,23 \leq b \leq 0,23$$

в случае $\Delta a = 0$ и свободного b .

В случае процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-b\bar{b}$:

$$-0,056 \leq \Delta a \leq 0,055$$

для $b = 0$ и свободного Δa и

$$-0,32 \leq b \leq 0,32$$

для $\Delta a = 0$ и свободного b .

Для двух исследованных процессов с рождением b -кварков в конечном состоянии получено комбинированное ограничение, значительно сужающее разрешенную область параметров модели:

$$-0,024 \leq \Delta a \leq 0,02$$

в случае $b = 0$ и свободного Δa и

$$-0,20 \leq b \leq 0,20$$

в случае $\Delta a = 0$ и свободного b .

При анализе данных всех трех процессов отмечается тот факт, что во всех исследованных экспериментальных наблюдаемых отсутствуют члены, линейные по параметру b , который определяет величину связи нового псевдоскалярного состояния с фермионами. Это в значительной степени усложняет задачу разделения вкладов от скалярного и псевдоскалярного состояний хиггсовского бозона, приводит к малости вклада псевдоскалярного состояния и не позволяет определить знак константы связи псевдоскалярного состояния, что

особенно важно для последующего определения типа реализующегося класса расширенных моделей, приводящих к появлению псевдоскалярного хиггсовского бозона.

Отмечается, что решение этой проблемы заключается в учете поляризации частиц в конечном состоянии реакции. Так, учет каскадных распадов τ -лептонов в процессе $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$ дает возможность достоверно определить CP -состояние хиггсовского бозона и выяснить величину и знак параметра b . Для случая процессов с b -кварками в конечном состоянии предложено использовать процессы последующей адронизации b -кварков, например, в Λ_b -барионы, которые по своим каскадным распадам позволяют восстановить изначальную поляризацию b -кварков и тем самым использовать ее для получения информации о CP -природе хиггсовского бозона.

Проведенное исследование эффектов возможного присутствия нового псевдоскалярного хиггсовского бозона в процессе $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ в экспериментах на LEP II подтверждает возможность либо обнаружить данные эффекты, либо ограничить область значений его констант связи с фермионами.

В результате исследования процессов $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\nu\bar{\nu}$, $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}e^+e^-$ сформулирована стратегия поиска сигнала от нового псевдоскалярного состояния хиггсовского бозона в экспериментах на будущем линейном e^+e^- -коллайдере, которая даст возможность определить CP -природу хиггсовского бозона и поставить ограничения на область его констант связи с фермионами.

В заключение автор считает приятным долгом выразить искреннюю благодарность своим соавторам Р. Розенфельду, В. В. Брагуге и А. Е. Чалову. Автор также благодарен С. С. Герштейну, А. С. Беляеву и В. Ф. Образцову за плодотворное обсуждение результатов и ценные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 05-02-17098.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Assamagan K. A. et al.* The Higgs Working Group. Summary Report.; hep-ph/0406152.
2. *Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 657.
3. *Dine M., Kusenko A.* hep-ph/0303065.
4. *Gunion J. F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 982;
Carena M. et al. // Nucl. Phys. B. 2003. V. 659. P. 145;
OPAL Collab. OPAL Physics Note PN524. 2003.
5. *Ginzburg I. F., Krawczyk M., Osland P.* hep-ph/0211371;
Dubinín M. N., Semenov A. V. // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 28. P. 223;
Dedes A., Moretti S. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 22;
Pilaftsis A., Wagner C. E. // Nucl. Phys. B. 1999. V. 553. P. 3;
Choi S. Y., Drees M., Lee J. S. // Phys. Rev. Lett. B. 2000. V. 481. P. 57.

6. *Kazakov D.I.* hep-ph/0012288.
7. *Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 651.
8. *Hill C. T., Simmons E. H.* // Phys. Rep. 2003. V. 381. P. 235–402.
9. *LEP Higgs Working Group* // LHWG/2001-03. hep-ex/0107029.
10. *LEP Higgs Working Group* // LHWG/2001-03. hep-ex/0107030;
Schwickerath U. Higgs Results from LEP. hep-ph/0205126.
11. *Bullock B. K., Hagiwara K., Martin A. D.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 273. P. 501; Nucl. Phys. B. 1993. V. 395. P. 499.
12. *Dell'Aquila J. R., Nelson C. A.* // Nucl. Phys. B. 1989. V. 320. P. 86.
13. *Hagiwara K., Stong M. L.* // Z. Phys. C. 1994. Bd. 62. S. 99;
Miller D. J. et al. // Phys. Lett. B. 2001. V. 505. P. 149;
Barger V. et al. // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 79;
Hagiwara K. et al. // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 14. P. 457;
Han T., Jiang J. // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 096007.
14. *Grzadkowski B., Gunion J. F.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 294. P. 361;
Krämer M. et al. // Z. Phys. C. 1994. Bd. 64. S. 21.
15. *Boos E., Dubinin M., Dudko L.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 1996. V. 11. P. 5015.
16. *Grzadkowski B., Gunion J. F.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 350. P. 218;
Grzadkowski B., Gunion J. F., Kalinowski J. // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 075011.
17. *Braguta V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 241801.
18. *Лиходед А. А., Чалов А. Е.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 1037–1044.
19. *Лиходед А. А., Чалов А. Е.* // Там же. С. 2162–2171.
20. *Braguta V., Chalov A., Likhoded A.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 054038.
21. *Desch K., Meyer N.* LC Notes. LC-PHSM-2001-025.
22. *Chalov A. E., Likhoded A. A., Rosenfeld R.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 037505.
23. *Plehn T., Rainwater D., Zeppenfeld D.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 051801.
24. *Field B., Dawson S., Smith J.* hep-ph/0311199.
25. *Gunion J. F., Pliszka J.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 444. P. 136.
26. *Gunion J. F., Grzadkowski B., He X.-G.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 5172.
27. *Atwood D., Soni A.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 6271;
Barger V. D. et al. // Phys. Rep. 1997. V. 286. P. 1;
Barger V. D., Han T., Zhou C. G. // Phys. Lett. B. 2000. V. 480. P. 140;
Grzadkowski B., Gunion J. F., Pliszka J. // Nucl. Phys. B. 2000. V. 583. P. 49.
28. Physics at an e^+e^- Linear Collider. Tesla Design Report. Part 3. hep-ph/0106315.
29. *Bower G.* Talk presented at the Linear Collider Workshop, Chicago, Jan. 7–9, 2002.
30. *Chalov A., Likhoded A., Rosenfeld R.* // J. Phys. G. 2003. V. 29. P. 337.
31. *Braguta V. et al.* // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67. P. 295.

32. *Boos E. et al.* // *Z. Phys. C.* 1994. Bd. 64. S. 391.
33. *Boos E. et al.* // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 1995. V. 10. P. 2067.
34. *Boos E. et al.* // *Z. Phys. C.* 1994. Bd. 61. S. 675.
35. *Chalov A., Likhoded A., Rosenfeld R.* // *JETP. Lett.* 2003. V. 78. P. 1.
36. *Braguta V., Chalov A., Likhoded A.* // *Phys. At. Nucl.* 2004. V. 67. P. 1003.
37. *Окунь Л. Б.* Лептоны и кварки. 2-е изд. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990.
38. *Buskulic D. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 365. P. 437.
39. *Falk A. F., Peskin M.* // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 49. P. 3320.
40. *Krämer M. et al.* // *Z. Phys. C.* 1994. Bd. 64. S. 21;
Pierzchala T. et al. // *Acta Phys. Polon. B.* 2001. V. 32. P. 1277.
41. *Was Z., Worek M.* hep-ph/0202007.
42. *Bower G. R. et al.* hep-ph/0204292.
43. *Hiller G., Isidori G.* // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 459. P. 295.
44. *DELPHI Collab.* // *Nucl. Phys. B.* 2001. V. 98. P. 191.
45. *Desch K., Meyer N.* LC Notes LC-PHSM-2001-025. 2001.
46. *Desch K., Was Z., Worek M.* hep-ph/0302046.
47. *Jadach S., Kühn J. H., Was Z.* // *Comp. Phys. Commun.* 1990. V. 64. P. 275.