

# Изучение константы связи $Hb\bar{b}$ и эффектов $CP$ -нарушения на будущем $e^+e^-$ -коллайдере

В. Брагута<sup>+</sup>, А. Чалов<sup>+</sup>, А. Лиходед<sup>++1)</sup>, Р. Розенфельд<sup>\*1)2)</sup>

<sup>+</sup>Институт физики высоких энергий РАН, 142284 Протвино, Россия

<sup>\*</sup>Instituto de Física Teórica – UNESP, 01405-900 São Paulo, Brazil

Поступила в редакцию 20 мая 2003 г.

Для общего вида константы связи Хиггсовского бозона с  $b$ -кварками, где взаимодействие  $Hb\bar{b}$  параметризуется в виде  $(m_b/v)(a + i\gamma_5 b)$ , проводится детальный анализ процесса  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ , где  $\nu$  – электронное, мюонное или  $\tau$ -лептонное нейтрино. Показано, что данный процесс обладает высокой чувствительностью к константам связи Хиггса с  $b$ -кварками. Эксперименты на будущем линейном коллайдере с  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ позволят установить ограничения на уровне 2% и 20% для отклонений параметров  $a$  и  $b$ , соответственно, от их значений в Стандартной Модели. Комбинируя результаты по процессу  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  и независимые данные по измерению парциальной ширины  $\Gamma_{H \rightarrow b\bar{b}}$  можно получить указание на  $CP$ -природу хиггсовского сектора теории.

PACS: 12.15.Rg, 13.66.Fg, 14.80.Cp

**1. Введение.** Происхождение масс фермионов является одним из важных вопросов физики частиц. В Стандартной Модели (СМ) хиггсовский бозон единственно ответственен за нарушение электрослабой симметрии и генерацию масс. Однако совершенно очевидно, что в этом аспекте СМ не является окончательной теорией и поэтому тщательный поиск нестандартных констант связи хиггсовского бозона (или, фактически, примеси наиболее легкого псевдо(скалярного)бозона Хиггса) с фермионами может предоставить важную информацию о действительном механизме происхождения масс.

Ранее мы рассмотрели возможность обнаружения отклонений констант связи хиггсовского бозона с  $\tau$ -лептонами от их значений в СМ в экспериментах на будущем линейном коллайдере [1]. В данной работе мы расширим тот анализ на случай связи хиггсовского бозона с  $b$ -кварками, который представляется предпочтительным в связи с большей величиной юкавовской связи. Для определенности, мы сконцентрируем свое внимание на определении константы связи (псевдо)скаляр- $b\bar{b}$  на будущем линейном коллайдере с  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ и интегральной светимостью  $1 ab^{-1}$ , в соответствии с проектом TESLA [2]. Будем предполагать, что хиггсовский бозон будет раньше открыт на ЛНС, однако детальное изучение его свойств станет прерогативой линейного коллайдера.

При исследовании процесса  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ , где  $\nu$  – электронное, мюонное или  $\tau$ -лептонное нейтрино, учитываются все возможные вклады. В частности, стоит отметить, что подпроцессы со слиянием калибровочных бозонов дают доминирующий вклад среди диаграмм с образованием хиггсовского бозона при  $M_H < 180$  ГэВ и  $\sqrt{s} \geq 500$  ГэВ.

В различных расширениях СМ с дополнительными скалярами и псевдоскалярными бозонами наиболее частая частица со спином 0 может быть смесью состояний без определенной четности. Поэтому общий вид связи  $Hb\bar{b}$  можно параметризовать следующим образом:

$$(m_b/v)(a + i\gamma_5 b), \quad (1)$$

где  $v = 246$  ГэВ,  $m_b$  – масса  $b$ -кварка и  $a = 1$ ,  $b = 0$  в СМ. Представляя результаты, мы рассмотрим следующие случаи: когда  $a$  и  $b$  являются независимыми параметрами, случай  $a = 1$  и свободного  $b$ , и фиксированного  $b = 0$  при свободном  $a$ . Как мы убедимся, в случае двух независимых параметров существуют области нечувствительности вдоль окружностей в плоскости  $a - b$ , что определяется невозможностью в этом случае разделения эффектов  $a$  и  $b$ .

В сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  дают вклад члены, линейные по параметру  $a$ , которые определяются интерференционными вкладами диаграмм с хиггсовским бозоном и без него, а также члены, пропорциональные  $a^2$  и  $b^2$ , определяемые собственно вкладом хиггсовского бозона. Такой характер поведения наблюдаемых позволяет производить поиск отклонений

<sup>1)</sup>e-mail: andre@ift.unesp.br, rosenfel@ift.unesp.br

<sup>2)</sup>R. Rosenfeld.

констант связи от предсказаний СМ, что, например, может возникать в суперсимметричных моделях.

Величина полного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  в СМ при  $M_H = 120$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ составляет  $\sim 180$  фб. Основной вклад в сечение определяется подпроцессом с  $\nu_e$  в конечном состоянии, так как, в частности, только в этом канале имеются диаграммы со слиянием калибровочных бозонов, которые дают доминирующий вклад в сечение. Для сравнения, например, величина сечения подпроцесса  $e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$  при  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ  $\sim 100$  фб.

На рис.1 показана зависимость полного сечения реакции, просуммированного по всем трем типам

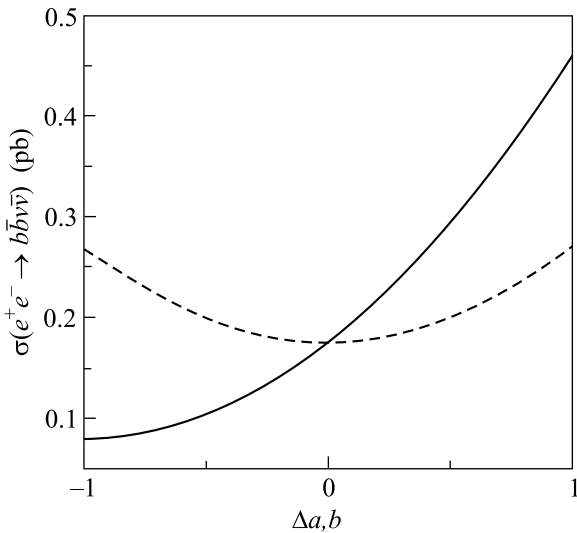


Рис.1. Зависимость полного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  от параметров  $\Delta a$  (сплошная линия) и  $b$  (штриховая линия)

нейтрино, от параметров  $\Delta a \equiv a - 1$  и  $b$ . Зависимость от  $b$  симметрична относительно прямой  $b = 0$ , поскольку в сечение дают вклад только члены, пропорциональные  $b^2$ . В то же время, зависимость от  $\Delta a$  существенно асимметрична из-за вкладов интерференции диаграмм с хиггсовским бозоном и фоновых диаграмм СМ, которые определяют присутствие членов, линейных по  $\Delta a$ . Следует отметить, что в случае  $b\bar{b}$  зависимость от  $\Delta a$  выражена более ярко, чем в случае с  $\tau^+\tau^-$  [1]. Целью данной работы является определение того, какова будет чувствительность экспериментов на линейном  $e^+e^-$ -коллайдере следующего поколения к данным параметрам.

**2. Анализ и результаты.** При моделировании данных Монте-Карло наблюдаемые величины генерировались в виде разложения по степеням констант связи  $a$  и  $b$ , умноженных на кинематические факторы

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

где  $\mathcal{O}$  – наблюдаемая величина, а члены  $A_i$  являются чисто кинематическими структурами, не содержащими зависимости от  $a$  и  $b$  и являющиеся результатом квадрирования диаграмм и интегрирования по фазовому пространству. Именно структуры  $A_i$  являются предметом моделирования Монте-Карло, что позволяет в дальнейшем варьировать величины констант связи  $a$  и  $b$  без необходимости повторного моделирования данных для каждой пары  $(a, b)$ . В нашем случае  $A_3 = A_4 = 0$ .

Сгенерированный набор событий соответствует статистике, ожидаемой на коллайдере TESLA; отклик детектора моделировался при помощи пакета SIMDET, версия 3.01 [4]. Мы полагаем эффективность реконструкции пары  $b$ -струй равной  $\varepsilon_{bb} = 56\%$ , что основано на применении алгоритма “ $b$ -tag” [3]. При моделировании данных мы используем  $M_H = 120$  ГэВ.

На рис.2 приведено, для наглядности, дифференциальное распределение по углу  $\cos\theta_{eb}$ , где  $\theta_{eb}$  – угол рассеяния  $b$ -струи относительно направления начального пучка электронов, для случая суммарного вклада диаграмм СМ и только для вкладов диаграмм с обменом хиггсовским бозоном (включая диаграммы интерференции с СМ). Для того чтобы продемонстрировать важность вклада подпроцесса с  $\nu_e$ , мы приводим как вклад подпроцесса с  $\nu_e$  в конечном состоянии (который практически аналогичен вкладу от подпроцесса с  $\nu_\tau$ ), так и полный вклад от подпроцессов со всеми тремя типами нейтрино. Легко видно, что в первом случае вклад диаграмм с хиггсовским бозоном мал, в то время как в суммарном распределении он практически сравним с полным вкладом СМ.

Для того чтобы продемонстрировать эффект от вариации величин параметров  $a$  и  $b$ , на рис.3 мы приводим вклад диаграмм с хиггсовским бозоном в распределение по  $\cos\theta_{eb}$  для случая СМ ( $a = 1, b = 0$ ) и случая с  $a = b = 0.5$ , для подпроцесса с  $\nu_\mu$  и для суммы трех подпроцессов. Видно, что формы распределений, как и ожидалось, весьма схожи, а общая нормировка отличается значительно.

Что касается вкладов от возможных фоновых процессов, как, например,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-ZZ \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  (с потерянной  $e$ -парой),  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}W^+W^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ,  $e^+e^- \rightarrow ZZZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}\nu\bar{\nu}$  и т.д., сечение этих процессов либо мало, либо их вклад может быть существенно подавлен до уровня 0.2 фб [3].

Важным аспектом исследования является предположение о характеристиках будущего детектора

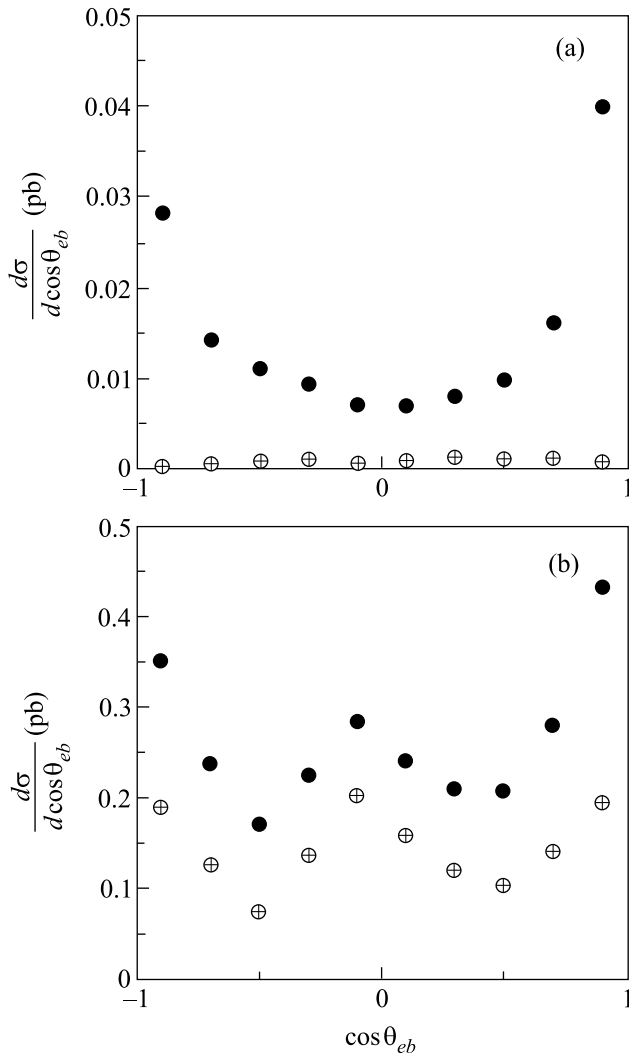


Рис.2. Дифференциальные распределения процессов (а)  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$  и (б)  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  (просуммированное по трем типам нейтрино) по  $\cos\theta_{eb}$ . Сплошные точки соответствуют полному вкладу СМ, а кружки с крестом – вклад только от диаграмм с хиггсовским бозоном (включая интерференционные члены)

и возможных источниках систематических ошибок. Предполагается, что ожидаемые систематические ошибки составят: 0.5% в измерениях светимости, 1% в определении акцептанса, 1% в определении брэнчингов и 1% в выделении вкладов фоновых процессов; мы также предполагаем гауссову природу распределения систематических ошибок. Для анализа событий и постановки ограничений на константы связи  $Hb\bar{b}$  мы используем стандартный критерий  $\chi^2$ . При исследовании различных дифференциальных распределений было обнаружено, что наиболее жесткие ограничения на параметры модели достигаются из данных по  $\cos\theta_{eb}$  распределению при

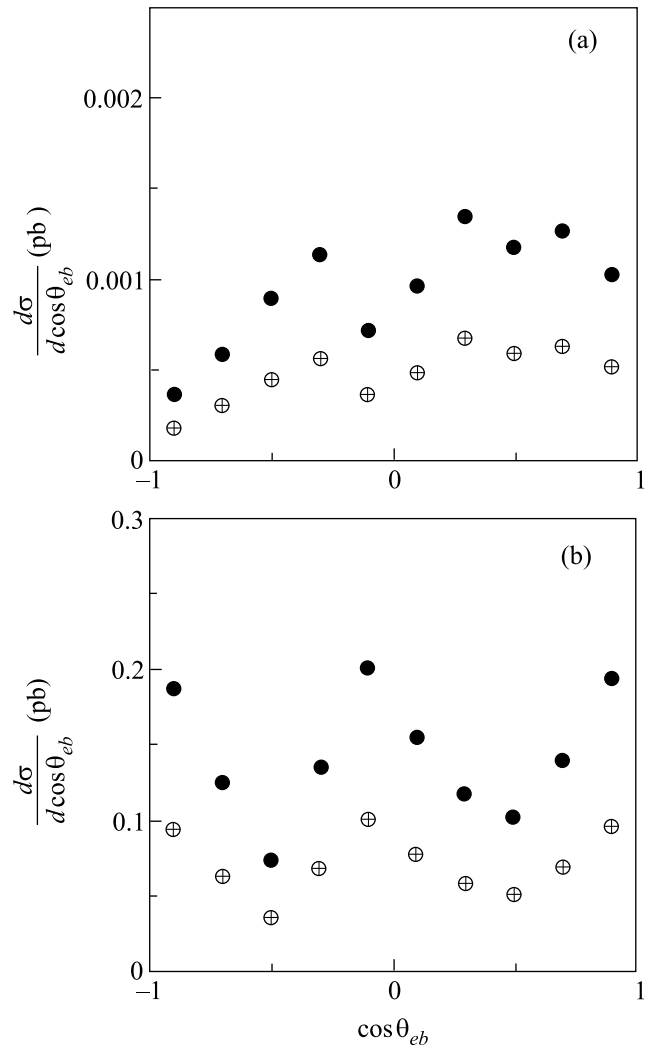


Рис.3. Вклад хиггсовских диаграмм в дифференциальное распределение процесса (а)  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ , (б)  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  по  $\cos\theta_{eb}$  для случая СМ:  $a = 1, b = 0$  (черные точки) и  $a = 0.5, b = 0.5$  (кружки с крестом)

разбиении кинематической области на 10 бин. Экспериментальная ошибка  $\Delta\sigma_i^{\text{exp}}$  для  $i$ -го бина может быть записана следующим образом:

$$\Delta\sigma_i^{\text{exp}} = \sigma_i^{SM} \sqrt{\delta_{\text{sys}}^2 + \delta_{\text{stat}}^2}, \quad (3)$$

где

$$\delta_{\text{stat}} = \frac{1}{\sqrt{\sigma_i^{SM} \varepsilon_{bb} \int \mathcal{L} dt}} \quad (4)$$

и  $\delta_{\text{sys}}^2$  – сумма квадратов величин систематических ошибок, упомянутых выше.

На рис.4 приведены результирующие ограничения на параметры для линейного коллайдера, подобного TESLA [2] с  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ для случая  $M_H =$

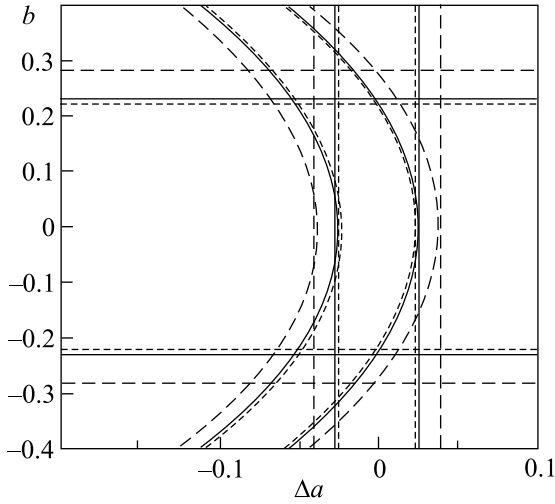


Рис. 4. Разрешенные области параметров  $\Delta a$  и  $b$  (уровень достоверности 95%) для  $\mathcal{L} = 100 \text{ фб}^{-1}$  (длинный штрих),  $1 \text{ аб}^{-1}$  (сплошные линии) и  $10 \text{ аб}^{-1}$  (короткий штрих). Область внутри соответствующих концентрических линий представляет собой разрешенную область для двух независимых параметров  $\Delta a$  и  $b$ . Горизонтальные прямые – разрешенная область для параметра  $b$  при  $\Delta a = 0$ . Вертикальные прямые – разрешенная область для параметра  $\Delta a$  при  $b = 0$

$= 120 \text{ ГэВ}$ . Рассматриваются три возможных значения интегральной светимости коллайдера:  $100 \text{ фб}^{-1}$ ,  $1 \text{ аб}^{-1}$  и  $10 \text{ аб}^{-1}$ . Для случая независимых параметров  $\Delta a$  и  $b$  разрешенная область (уровень достоверности 95%) представляет собой область внутри окружностей. Горизонтальные прямые соответствуют разрешенной области для параметра  $b$  при фиксированном  $a = 1$ . Вертикальные прямые соответствуют разрешенной области для параметра  $\Delta a$  при фиксированном  $b = 0$ .

На уровне достоверности 95% могут быть получены следующие ограничения:

$$\begin{aligned} -0.041 \leq \Delta a \leq 0.039 & \text{ для } \mathcal{L} = 100 \text{ фб}^{-1}; \\ -0.026 \leq \Delta a \leq 0.027 & \text{ для } \mathcal{L} = 1 \text{ аб}^{-1}; \\ -0.024 \leq \Delta a \leq 0.024 & \text{ для } \mathcal{L} = 10 \text{ аб}^{-1} \end{aligned} \quad (5)$$

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

$$\begin{aligned} -0.28 \leq b \leq 0.28 & \text{ для } \mathcal{L} = 100 \text{ фб}^{-1}; \\ -0.23 \leq b \leq 0.23 & \text{ для } \mathcal{L} = 1 \text{ аб}^{-1}; \\ -0.22 \leq b \leq 0.22 & \text{ для } \mathcal{L} = 10 \text{ аб}^{-1} \end{aligned} \quad (6)$$

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

Эти результаты более чем на порядок улучшают ограничения, полученные при аналогичном анализе процесса с  $\tau$ -лептонами в конечном состоянии,

что объясняется большей величиной констант связи Юкавы для  $b$ -кварков и более высокой чувствительностью данного процесса.

Полученные ограничения могут быть экстраполированы на случай небольших вариаций массы хиггсовского бозона вблизи значения  $120 \text{ ГэВ}$  умножением их на фактор  $(M_H/120 \text{ ГэВ})^2$ .

**3. Заключение.** Представлены результаты анализа чувствительности данных по процессу  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  на будущем линейном коллайдере к новым константам связи  $Hb\bar{b}$ , присутствие которых предсказывается многочисленными расширениями СМ. Показано, что будущие эксперименты позволят обнаружить возможные отклонения констант связи  $Hb\bar{b}$  от значений, предсказываемых СМ, с высоким уровнем точности. Отмечается важность вклада подпроцессов со слиянием калибровочных бозонов. Для коллайдера, подобного TESLA, возможно поставить ограничения на константы связи на уровне нескольких процентов для параметра  $a$  (при фиксированном  $b$ ) и десятка процентов для параметра  $b$  (при фиксированном  $a$ ). Полученные результаты сравнимы с данными исследования в [2], где при проведении глобального фитирования данных в случае  $\mathcal{L} = 500 \text{ фб}^{-1}$  и  $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$  была получена относительная точность определения юкавовской константы  $g_{Hb\bar{b}}$  на уровне 2.2%.

Мы хотим сделать замечание относительно результатов будущих измерений. Предположим, что данные по изучению хиггсовского бозона в новых коллайдерных экспериментах выявят отклонение от предсказаний СМ. Кроме того, предположим, что будут доступны данные независимых измерений парциальной ширины  $\Gamma_{H \rightarrow b\bar{b}}$  (например, по рождению хиггсовского бозона на мюонном коллайдере). Тогда легко видеть, что для выбранной параметризации вершины  $Hb\bar{b}$ ,  $\Gamma_{H \rightarrow b\bar{b}} \sim (a^2 + b^2)$ , в то время как наблюдаемые для процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  имеют следующую зависимость от параметров:

$$\frac{d\sigma}{d\mathcal{O}} = A_0 + a \cdot A_1 + a^2 \cdot A_2 + b^2 \cdot A_3.$$

Комбинируя приведенные нами результаты и данные по  $\Gamma_{H \rightarrow b\bar{b}}$ , можно разделить вклады  $a$  и  $b$  и получить явное указание на  $CP$ -нарушение в хиггсовском секторе.

В заключение авторы выражают благодарность А. Беляеву за полезные обсуждения и ценные замечания. Работа А.Л. выполнена при поддержке Фареср, грант # 2001/06391-4. Работа А.Ч. и В.Б. выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты # 99-02-16558 и # 00-15-96645, Министерства образования РФ, грант

# RF E00-33-062, и CRDF, грант # MO-011-0. P.P. выражает благодарность Фареср и CNPq за частичную финансовую поддержку.

1. A. Chalov, A. Likhoded, and R. Rosenfeld, hep-ph/0205146, J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. **29**, 337 (2003).

2. *Physics at an  $e^+e^-$  linear collider*, Tesla Design Report, Part 3, hep-ph/0106315.
3. K. Desch and N. Meyer, *LC Notes*, LC-PHSM-2001-025, <http://www.desy.de/lcnotes/2001/025/ww-fus.ps.gz>.
4. M. Pohl and H. J. Schreiber, *SIMDET – A Parametric Monte Carlo for a TESLA Detector*, DESY Report 99-030 (1999).