

УДК 530.1; 539.12

Эффекты Z' -бозона в процессе $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ на ускорителе ILC с учетом радиационных поправок

ВАСИЛИЙ В. АНДРЕЕВ

В работе предложен метод модельно независимого анализа эффектов Z' -бозона в процессе $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ с помощью эффективных параметров, которые обобщают целый класс моделей с расширенным калибровочным сектором. Получены модельно независимые ограничения на вышеуказанные параметры при различных энергиях и светимостях ускорителя ILC с учетом полного набора $O(\alpha)$ радиационных поправок.

Ключевые слова: Z' -бозон, аномальные калибровочные константы, $Z-Z'$ смешивание.

The article presents a method of model-independent analysis of the effects of Z' -boson in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ process using the effective parameters that summarize the whole class of models with extended gauge sector. The author obtains model-independent constraints on the above parameters at different energies and luminosities of the ILC accelerator with a full set $O(\alpha)$ radiative corrections.

Keywords: Z' -boson, anomalous gauge couplings, $Z-Z'$ mixing.

Введение

Стандартная Модель электрослабых и сильных взаимодействий элементарных частиц (СМ) не может претендовать на роль всеобъемлющей теории по ряду причин. Так, она содержит большое число (более десяти) свободных параметров, внесенных в нее извне искусственно. В то же время способ объединения сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий в СМ не является удовлетворительным как из-за значительного различия масштабов содержащихся в ней констант связи, соответствующих трем калибровочным группам симметрии, так и вследствие их взаимной независимости. Поэтому вполне естественно предположить, что существует более фундаментальная теория, низкоэнергетический предел которой совпадает с СМ. К числу подобных теоретических построений относятся модели с расширенным калибровочным сектором такие, например, как E_6 , LR , ALR , и другие [1]–[4]. Их исследование (теоретическое и экспериментальное) представляет значительный интерес. Эти модели являются одними из простейших расширений СМ, характеризующихся элементарной структурой хиггсовского сектора. Общим для данных моделей является то, что они предсказывают новые физические объекты и явления на масштабе энергий $O(1 \text{ ТэВ})$, связанные, например, с наличием тяжелых нейтральных (Z') калибровочных бозонов [1]–[4], обусловленных дополнительными калибровочными симметриями $U(1)'$. Они интересны с точки зрения изучения физических эффектов, выходящих за рамки СМ, или так называемой «новой физики».

Заметим, что процесс аннигиляционного рождения пар W^\pm -бозонов

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- (\rightarrow l\bar{\nu} + q\bar{q}) \quad (1)$$

является весьма чувствительным к параметрам Z' -бозона, а именно – к фермионным и бозонным константам связи, к углу $Z-Z'$ смешивания φ и массе $M_{Z'}$ [5]–[8]. Это наиболее

ярко проявляется при высоких энергиях, т. е. при $\sqrt{s} \gg 2M_W$. Вклад Z' -бозона в сечение процесса (1) нарушает механизм калибровочного сокращения, играющий важную роль в СМ. Действие механизма калибровочного сокращения состоит в том, что он обеспечивает «правильное» поведение сечения процесса (1) с ростом энергии, которое не нарушает унитарный предел, несмотря на быстро растущие с энергией отдельные вклады в сечение. Вместе с тем, эффекты, индуцированные появлением дополнительного калибровочного бозона, нарушают механизм калибровочного сокращения в энергетическом интервале $2M_W \ll \sqrt{s} \ll M_{Z'}$, что проявляется в виде «разбалансировки» отдельных вкладов в сечение и, как следствие, в возникновении существенно иной по сравнению со СМ энергетической зависимости сечений. Этим обусловлено действие так называемого механизма усиления эффектов «новой физики» в процессе (1) [5]–[8].

Основной задачей данной работы является исследование эффектов Z' -бозонов на коллайдере будущего поколения ILC ($\sqrt{s} = 0.5(1) \text{ ТэВ}$) на основе данных по прогнозируемым параметрам данного ускорителя (светимость, энергия в системе центра масс, степень поляризации начальных пучков). В работе будут получены модельно независимые ограничения на обобщенные параметры ξ_{+1} и ξ_{-1} , являющиеся индикатором наличия эффектов за рамками СМ, связанных с Z' -бозоном. Вычисления будут выполнены с учетом полного набора $O(\alpha)$ радиационных поправок к процессу (1). Кроме того, будет проанализировано влияние данных поправок на получаемые ограничения.

Стоит отметить также, что расчеты будут проведены для поляризованных начальных и неполяризованных конечных пучков. Заметим, что проведение расчетов для поляризованных конечных состояний также является возможным, однако существует ряд проблем с их экспериментальной регистрацией. Поэтому в настоящей работе поляризация W^\pm -бозонов рассматриваться не будет.

Модели с расширенным калибровочным сектором

Наиболее популярные модели, предсказывающие существование Z' -бозонов, можно условно разделить на две группы. К первой из них относятся теории, в основе которых лежат расширенные, в сравнении со СМ, калибровочные группы и характеризующиеся элементарной структурой хиггсовского сектора. Это, например, лево-правосимметричные модели (LR), альтернативные лево-правосимметричные модели (ALR), E_6 -модели и т. д. [1], [2], [3], [4]. Ко второй группе можно отнести так называемые альтернативные модели, нарушение электрослабой симметрии в которых происходит за счет механизма, отличающегося от хиггсовского. Это модели техницвета, составных W - и Z -бозонов, модели с нарушенной симметрией за счет сильновзаимодействующего сектора (BESS-модель) и т. п.

В теории с расширенными калибровочными группами, предполагающими наличие дополнительного калибровочного Z' -бозона, массовая матрица состояний Z и Z' имеет недиагональные члены δM , которые связаны с вакуумными ожиданиями хиггсовских полей [2]:

$$M_{ZZ'}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 & \delta M^2 \\ \delta M^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где M_Z и $M_{Z'}$ – массы Z - и Z' -бозонов соответственно.

В процессе диагонализации массовой матрицы (2) происходит поворот полей Z - и Z' -бозонов на угол смешивания φ , что приводит к появлению собственных массовых или так называемых «физических» состояний Z_1 и Z_2 :

$$\begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix}, \quad (3)$$

при этом массы M_1 и M_2 состояний Z_1 и Z_2 определяются посредством:

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[M_Z^2 + M_{Z'}^2 \pm \sqrt{(M_Z^2 - M_{Z'}^2)^2 + (4\delta M^2)^2} \right]. \quad (4)$$

Именно состояния Z_1 и Z_2 , определяемые формулами (3) и (4), будут использоваться для расчетов. Из формулы (2) вытекают следующие соотношения для состояний Z_1 и Z_2 :

$$Z_1 = Z \cos \varphi + Z' \sin \varphi, \quad (5)$$

$$Z_2 = -Z \sin \varphi + Z' \cos \varphi. \quad (6)$$

Исходя из соотношений (5) и (6) легко получить формулы для констант связи Z_1 - и Z_2 -бозонов с фермионами $a_1(v_1)$ и $a_2(v_2)$ [2]:

$$v_1 = v \cos \varphi + \frac{g_2}{g_1} v' \sin \varphi, \quad a_1 = a \cos \varphi + \frac{g_2}{g_1} a' \sin \varphi, \quad (7)$$

$$v_2 = -\frac{g_1}{g_2} v \sin \varphi + v' \cos \varphi, \quad a_2 = -\frac{g_1}{g_2} a \sin \varphi + a' \cos \varphi, \quad (8)$$

где $a(a')$ и $v(v')$ – соответственно аксиальные и векторные константы связи $Z(Z')$ -бозона с фермионами, $g_1 = 1/(2s_W c_W)$, а g_2 зависит от конкретной расширенной калибровочной модели [2], [4]. Также заметим, что $s_W = \sin \theta_W$, $c_W = \cos \theta_W$, а θ_W – угол Вайнберга.

Выражения для трехбозонных констант Z_1 - и Z_2 -бозонов g_{wwz_1} и g_{wwz_2} получаются аналогичным образом. При этом, однако, надо учесть, что в силу $SU(2)_L$ -калибровочной симметрии константа связи Z' -бозона с W -бозонами $g_{wwz'} = 0$. В результате получим:

$$g_{wwz_1} = \cos \varphi g_{wwz}, \quad g_{wwz_2} = -\sin \varphi g_{wwz},$$

где $g_{wwz} = c_W / s_W$ – трехбозонная константа стандартного Z -бозона.

Наблюдаемые процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

В СМ процесс (1) в борновском приближении состоит из двух s-канальных диаграмм с обменом γ -квантом и Z -бозоном и t-канальной диаграммы с обменом нейтрино. Для моделей с расширенным калибровочным сектором возникает иной набор диаграмм, включающий в себя обмен Z_1 - и Z_2 -бозонами в s-канале.

Матричный элемент процесса (1) можно представить как сумму отдельных частей:

$$M = M(\nu) + M(\gamma) + M(Z_1) + M(Z_2). \quad (9)$$

Выражение (9) перепишем в виде

$$M = M_{SM} + \Delta M = M(\nu) + M(\gamma) + M(Z) + \Delta M, \quad (10)$$

$$\Delta M = M(Z_1) + M(Z_2) - M(Z),$$

разделяя части, связанные с вкладом СМ и эффектами Z' -бозона.

Матричные элементы процесса (1) в рамках СМ, а также с учетом АКК рассмотрены в работах [9], [10], [11]. В настоящей работе будут приведены лишь выражения для матричного элемента ΔM , хотя стоит заметить, что все выражения для матричных элементов с учетом дополнительного калибровочного Z' -бозона автором были рассчитаны самостоятельно с использованием метода базисных спиноров [12], позволяющего получать компактные выражения с произвольными значениями спиральностей фермионов и W -бозонов.

Итак, часть матричного элемента ΔM из формулы (10) имеет следующий вид:

$$\Delta M_{\tau, \tau'}^{\lambda, \lambda'} = \frac{4\pi\alpha \lambda \delta_{\lambda, -\lambda'} \beta_W}{2s_W c_W} A_{\tau, \tau'}^{\lambda} (Z) g_{wwz} g_{-\lambda} \chi \times \xi_{\lambda}, \quad (11)$$

где

$$\xi_{-\lambda} = 1 - \cos \varphi \frac{g_{-\lambda, 1} \chi_1}{g_{-\lambda} \chi} + \sin \varphi \frac{g_2}{g_1} \frac{g_{-\lambda, 2} \chi_2}{g_{-\lambda} \chi}. \quad (12)$$

Здесь $\lambda(\lambda')$ – спиральности электрона (позитрона), $\tau(\tau') = \pm 1(T)$, $0(L)$ – спиновые состояния $W^- (W^+)$ -бозонов, $\chi_{1,2} = s / (s - M_{Z_{1,2}}^2)$, $\chi = s / (s - M_Z^2)$, $g_{\lambda,1} = v_1 + \lambda a_1$, $g_{\lambda,2} = v_2 + \lambda a_2$, $g_{-\lambda} = v - \lambda a$, $\beta_W = \sqrt{1 - 4M_W^2 / s}$, $A_{\tau,\tau'}^\lambda(Z)$ – спиральные структуры.

Таким образом, функция ΔM представляет собой произведение двух частей. Первая часть является чисто кинематической. Вторая часть эффективно содержит в себе «новую физику» и охватывает весь спектр моделей с расширенным калибровочным сектором, предполагающим наличие Z' -бозона. Эту часть можно представить как некий обобщенный параметр $\xi_{-\lambda}$, который, в зависимости от λ , разделяется на два независимых параметра ξ_{+1} и ξ_{-1} . Они будут в дальнейшем использоваться для анализа эффектов «новой физики».

В качестве наблюдаемых в настоящей работе будем использовать поляризационные (P_L и P'_L – степень поляризации электронных и позитронных пучков соответственно) дифференциальные сечения процесса (1) [13], [14]:

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{1}{4} \left[(1+P_L)(1-P'_L) \frac{d\sigma^+}{dz} + (1-P_L)(1+P'_L) \frac{d\sigma^-}{dz} \right], \quad z = \cos \theta, \quad (13)$$

где

$$\frac{d\sigma^\lambda}{dz} = \sum_{\tau,\tau'} \frac{\beta_W}{32\pi s} \left| M_{\tau,\tau'}^{\lambda,-\lambda} \right|^2 Br(W \rightarrow q\bar{q}) Br(W \rightarrow l\bar{\nu}_l).$$

Множители $Br(W \rightarrow q\bar{q})$ и $Br(W \rightarrow l\bar{\nu}_l)$ представляют собой сечения распадов W -бозона в пару кварков и пару лептонов соответственно. Таким образом, в данной работе учитывается так называемая «полулептонная» мода распада W -бозонов.

Методика получения ограничений

В данном разделе будет рассмотрен метод получения ограничений на параметры ξ_{+1}, ξ_{-1} .

Для оценки чувствительности к эффектам, индуцированным Z' -бозоном, наблюдаемых процесса (1) рекомендуется использовать функцию вида:

$$\chi^2(\Omega) = \sum_{\{P_L, P'_L\}} \sum_{i=1}^{bins} \left[\frac{N_i^{SM} - N_i(\Omega)}{\delta N_i^*} \right]^2, \quad (14)$$

где $\Omega = \{\xi_{+1}, \xi_{-1}\}$, $N_i^* = N_i^{SM} \pm N_i^{rad}$, N_i^{SM} – число событий, попадающих в угловой интервал, ограниченный размерами i -го бина, рассчитанное в рамках СМ, N_i^{rad} – число событий, соответствующее $O(\alpha)$ радиационным поправкам к СМ сечению в i -м бине, $N_i(\Omega)$ – число событий, индуцируемое взаимодействиями при наличии Z' -бозона.

Суммирование в формуле (14) выполняется по 10-ти бинам, на которые разбивается интервал углов рассеяния ($-1.0 \leq z \leq 1.0$). Однако, с учетом технических особенностей экспериментальных установок, данные которых использовались при анализе, разрешенный интервал углов рассеяния сужается до $-0.98 \leq z \leq 0.98$.

Число событий в i -ом бине вычисляется по формуле

$$N_i = L_{int} \varepsilon \sigma_i; \quad \sigma_i \equiv \sigma(z_i, z_{i+1}) = \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left(\frac{d\sigma}{dz} \right) dz, \quad (15)$$

где L_{int} – интегральная светимость ускорителя, определяемая за весь период проведения эксперимента, а ε – эффективность регистрации событий N_i в эксперименте.

Ошибка измерения сечения, содержащаяся в выражении (14), состоит из двух частей, включающих статистическую и систематическую погрешности:

$$\delta N_i^* = \sqrt{N_i^* + (\delta_{syst} N_i^*)^2}. \quad (16)$$

Для получения ограничений на параметры ξ_{+1}, ξ_{-1} использовался критерий

$$\chi^2(\Omega) \leq \Delta\chi_{crit}^2. \quad (17)$$

Здесь $\Delta\chi_{crit}^2$ определяется задаваемым уровнем достоверности (С.Л.) и числом параметров, входящих в набор Ω . Для 95% С.Л. и 2-х параметров величина $\Delta\chi_{crit}^2 = 5.99$ [15].

Очевидно, что при энергиях, которые планируется достичь на коллайдере ИЛС, существенный вклад в дифференциальные сечения (13), а следовательно, и в число событий N_i^* будут вносить радиационные поправки. Поэтому в работе проводился полный учет электрослабых $O(\alpha)$ радиационных поправок. Расчеты проводились с использованием программных пакетов *Feynarts 3.7* и *Formcalc 7.4* [16], [17].

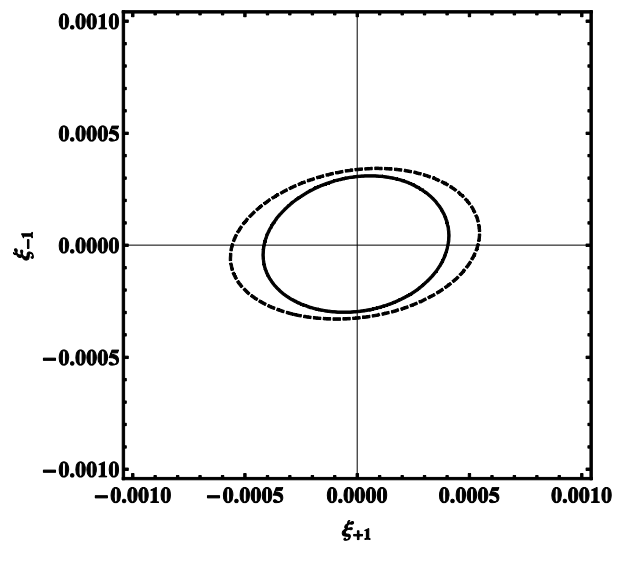
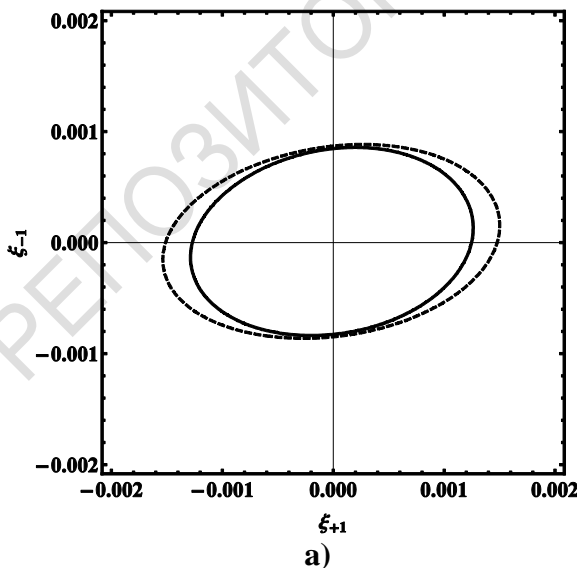
Следует заметить, что поправки вносят вклад лишь в знаменатель функции $\chi^2(\Omega)$ (14). Это обусловлено тем, что эффекты, индуцированные Z' -бозоном, рассматриваются как небольшое возмущение над СМ фоном. В силу этого, нет существенной разницы между вкладами радиационных поправок в число $N_i(\Omega) = N_i^{SM} + \Delta N_i$ и N_i^{SM} , что приводит к сокращению вкладов радиационных поправок в числителе функции $\chi^2(\Omega)$.

Расчеты

Процедура получения ограничений была выполнена с использованием систем аналитических и численных вычислений. При этом использовались следующие прогнозируемые параметры ускорителя ИЛС [18]:

$$\sqrt{s} = 0.5 (1.0) \text{ ТэВ}, L_{int} = 500 (1000) \text{ фб}^{-1}, \varepsilon \approx 0.3, \{P_L = \pm 0.8, P'_L = \mp 0.5\}.$$

При помощи вышеупомянутой методики были получены ограничения на параметры ξ_{+1}, ξ_{-1} для энергии $\sqrt{s} = 0.5 \text{ ТэВ}$ и интегральной светимости $L_{int} = 500 \text{ фб}^{-1}$ (рисунок 1а), а также $\sqrt{s} = 1.0 \text{ ТэВ}$ и $L_{int} = 1000 \text{ фб}^{-1}$ (рисунок 1б). На рисунках 1а, б представлены ограничения, рассчитанные как без учета $O(\alpha)$ радиационных поправок (штриховая линия), так и с учетом последних (сплошная линия).



б)

Рисунок 1 – а) ограничения на параметры ξ_{+1}, ξ_{-1} при энергии $\sqrt{s} = 0.5 \text{ ТэВ}$ и светимости

$L_{int} = 500 \text{ fb}^{-1}$; б) то же, что на рисунке 1а, но для $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$ и $L_{int} = 1000 \text{ fb}^{-1}$

Из рисунка 1а) и рисунка 1б) видно, что при учете радиационных поправок получают-ся более строгие ограничения на параметры Z' -бозона ξ_{+1}, ξ_{-1} . Данный результат довольно интересен. Это обусловлено тем, что для большинства бинов радиационные поправки имеют отрицательную величину, уменьшая тем самым соответствующее число событий в бине и (т. к. присутствуют только в знаменателе) увеличивая функцию $\chi^2(\Omega)$. Из критерия (17) очевидно, что увеличение функции $\chi^2(\Omega)$ приводит к редуцированию разрешенных областей на плоскости параметров ξ_{+1}, ξ_{-1} , что и можно наблюдать на рисунках 1а), б).

Также необходимо отметить, что при увеличении энергии \sqrt{s} процесса влияние радиационных поправок на получаемые ограничения усиливается, так при энергии $\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$ учет радиационных поправок позволяет редуцировать разрешенные области на плоскости параметров ξ_{+1}, ξ_{-1} на 2.8% в вертикальном и на 16.5% – в горизонтальном направлении. При энергии $\sqrt{s} = 1.0 \text{ TeV}$ аналогичные цифры составляют 9% и 25% соответственно. Все вышесказанное свидетельствует о крайней степени необходимости учета радиационных поправок при исследовании эффектов «новой физики» на ускорителе ILC.

Заключение

В работе предложен метод модельно независимого анализа эффектов Z' -бозона в процессе $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ с помощью параметров ξ_{+1} и ξ_{-1} , которые обобщают целый класс моделей с расширенным калибровочным сектором.

Также в настоящей работе были получены модельно независимые ограничения на вышеуказанные параметры ξ_{+1} и ξ_{-1} при различных энергиях и светимостях ускорителя ILC с учетом полного набора $O(\alpha)$ радиационных поправок.

Было исследовано влияние последних на получаемые результаты, а также изучена степень этого влияния при различных энергиях начальных пучков \sqrt{s} .

Литература

1. Hewett, J.L. Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired E(6) Models / J.L. Hewett, T.G. Rizzo // Phys. Rept. – 1989. – Vol. 183. – P. 193.
2. Leike, A. The Phenomenology of extra neutral gauge bosons / A. Leike // Phys. Rept. – 1999. – Vol. 317. – P. 143–250.
3. Rizzo, T.G. Z0 phenomenology and the LHC / T.G. Rizzo // Boulder 2006, Colliders and neutrinos. – 2006. – P. 537.
4. Langacker, P. The Physics of Heavy Z-prime Gauge Bosons / P. Langacker // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 1199–1228.
5. Pankov, A.A. Manifestations of heavy extra neutral E(6) gauge bosons in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at LEP-2 / A.A. Pankov, N. Paver // Phys. Lett. – 1991. – Vol. B272. – P. 425–430.
6. Панков, А. Усиление эффектов новой физики в процессе $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ / А. Панков // Ядерная физика. – 1992. – Т. 55. – С. 461.
7. Pankov, A.A. Looking for extra neutral gauge boson effects in longitudinally polarized $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ / A.A. Pankov, N. Paver // Phys. Lett. – 1992. – Vol. B274. – P. 483–488.
8. Pankov, A.A. Probing Z–Z-prime mixing at future e+e- colliders / A.A. Pankov, N. Paver // Phys. Rev. – 1993. – Vol. D48. – P. 63–77.

9. Bilenky, M. Trilinear couplings among the electroweak vector bosons and their determination at LEP-200 / M. Bilenky, J.L. Kneur, F.M. Renard, D. Schildknecht // Nucl. Phys. – 1993. – Vol. B409. – P. 22.
10. Gounaris, G. Analytic expressions of cross-sections, asymmetries and W density matrices for $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ with general three boson couplings / G. Gounaris, J. Layssac, G. Moultaqa, F.M. Renard // Int. J. Mod. Phys. – 1993. – A8. – P. 3285.
11. Hagiwara, K. Probing the weak boson sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ / K. Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld, K. Hikasa // Nucl. Phys. – 1987. – Vol. B282. – P. 253–298.
12. Андреев, В.В. Аналитическое вычисление фейнмановских амплитуд / В.В. Андреев // Ядерная физика. – 2003. – Т. 66, № 2. – С. 410–420.
13. Zeppenfeld, D. Measuring the γWW and ZWW three gauge vertex with polarized beams / D. Zeppenfeld // Phys. Lett. – 1987. – Vol. B183. – P. 380–395.
14. Fleischer, J. Transverse versus longitudinal polarization effects in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ / J. Fleischer, K. Kolodziej, F. Jegerlehner // Phys. Rev. – 1994. – Vol. D49. – P. 2174–2187.
15. Review of particle physics / K. Nakamura [et al.] // J. Phys. G. – 2010. – Vol. G37. – P. 075021.
16. Hahn, T. Generating Feynman Diagrams and Amplitudes with FeynArts 3 / T. Hahn // Comput. Phys. Commun. – 2001. – Vol. 140. – P. 418.
17. Hahn, T. Automatized One-Loop Calculations in 4 and D dimensions / T. Hahn, M. Perez-Victoria // Comput. Phys. Commun. – 1999. – Vol. 118. – P. 153.
18. ILC Reference Design Report Volume 1 – Executive Summary / J. Brau [et al.] // physics.acc-ph/0712.1950.

Гомельский государственный
университет им. Ф. Скорины

Поступило 29.08.12