

СУПЕРСТРУННЫЙ Z' -БОЗОН В e^-e^+ -АННИГИЛЯЦИИ

С.К.Абдуллаев, А.И.Мухтаров

Бакинский государственный университет, Баку, Азербайджан

В рамках калибровочных моделей $SU(2) \times U(1)$ и $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ изучены процессы $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}\tilde{f}$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$, $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^-e^+ \rightarrow BX$. Получены выражения для спиральных амплитуд и эффективных сечений. Рассмотрены следующие характеристики: право-левая асимметрия A_{RL} , асимметрия вперед-назад A_{FB} , поляризационные асимметрии вперед $A_F(\lambda_2)$ и назад $A_B(\lambda_2)$, поляризационная асимметрия вперед-назад $\tilde{A}_{FB}(\lambda_2)$, степень продольной поляризации фермиона P , поперечная спиновая асимметрия $A_\phi^{(1)}$ и др. Найдены общие выражения для этих характеристик и даны количественные оценки их в рамках стандартной и суперструнной E_6 -моделей. Обсуждены нули спиральных амплитуд и электрослабых асимметрий.

The processes $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}\tilde{f}$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$, $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^-e^+ \rightarrow BX$ have been studied in the framework of the $SU(2) \times U(1)$ and $SU(2) \times U(1) \times U'(1)$ gauge models. The general expressions for the helicity amplitudes and differential cross sections are obtained. The following characteristics are considered: the right-left asymmetry A_{RL} , the forward-backward asymmetry A_{FB} , the forward $A_F(\lambda_2)$ and backward $A_B(\lambda_2)$ polarization asymmetries, the polarized forward-backward asymmetry $\tilde{A}_{FB}(\lambda_2)$, the degrees of longitudinal polarization of fermion P , the transversal spin asymmetry $A_\phi^{(1)}$ etc. The general expressions for these characteristics are found and their quantitative estimates are given in the framework of standard and superstring E_6 models. The zeroes of the helicity amplitudes and electroweak asymmetries are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В развитии современной физики элементарных частиц существенную роль сыграло изучение процессов неупругого лептон-нуклонного рассеяния и аннигиляции встречных электрон-позитронных пучков. Именно в этих экспериментах, последовательно проводимых при все более возрастающих

энергиях, было открыто большинство явлений, сыгравших важную роль в понимании природы фундаментальных взаимодействий и структуры элементарных частиц. Так, масштабная инвариантность, обнаруженная в глубоко-неупругом лептон-нуклонном рассеянии, и струйная картина инклюзивного адронобразования в электрон-позитронной аннигиляции привели к созданию кварк-партонной модели адронов, а затем к квантово-хромодинамической теории сильного взаимодействия.

Экспериментальное исследование электрон-позитронной аннигиляции в адроны оказалось удивительно плодотворным для физики элементарных частиц. За короткий срок в этих экспериментах были открыты целые семейства адронных резонансов Ψ и Υ , для описания которых пришлось ввести тяжелые c - и b -кварки с новыми квантовыми числами «очарование» и «прелесть». Изучение уровней «чармония» и «бьютиония», а также их распадов позволило проверить ряд предсказаний квантовой хромодинамики (КХД), оценить такой важный параметр, как константа сильного взаимодействия α_s , дало убедительное доказательство существования векторного глюона.

Одним из важнейших открытий в области слабых взаимодействий явилось обнаружение в 1973 г. слабых нейтральных токов (СНТ) в ЦЕРН в пузырьковой камере «Гаргамель». Еще до этого Глэшоу, Вайнбергом и Саламом [1] (ГВС) была построена модель единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий, которая предсказала существование СНТ. После их экспериментального обнаружения изучение структуры СНТ заняло одно из центральных мест в экспериментальных и теоретических исследованиях [2—7]. Исследование эффектов СНТ в различных лабораториях мира убедительно подтвердило справедливость стандартной модели (СМ), но тем не менее ее всесторонняя проверка продолжается [8].

Несмотря на успехи теории ГВС, существуют причины, вызывающие неудовлетворенность стандартной моделью. Так, неясны причины повторения поколений лептонов и кварков, нет обоснования их числа, неизвестен механизм генерации масс частиц и нет теоретического обоснования их спектра. До сих пор не доказано существование скалярного хиггсовского бозона, не обнаружен t -кварк. Пространственно-временная структура слабых взаимодействий не следует из каких-либо внутренних требований теории, а введена феноменологически, в соответствии с экспериментальными фактами. Ряд параметров СМ известен с недостаточной точностью.

Все эти причины приводят к необходимости дальнейшей, более глубокой проверки СМ, а также к поискам более общей теории, которая устранила бы присущую модели феноменологичность.

Большим достижением последних лет в развитии физики высоких энергий является разработка теории суперструн [9]. Суперструнная модель

элементарных частиц, основанная на калибровочной симметрии $E_8 \times E_8'$, рассматривается в качестве реального кандидата на роль последовательной единой теории всех фундаментальных взаимодействий, включая и гравитацию [10]. После компактификации десятимерная группа $E_8 \times E_8'$ -суперструны приводит к 4-мерной $N=1$ суперсимметричной теории с калибровочной группой E_6 . Наблюдаемые поля материи группируются при этом в 27-плеты E_6 . Интересным следствием этой модели является то, что она предсказывает существование новых экзотических фермионов и, как минимум, одного дополнительного векторного Z' -бозона с массой ниже 1 ТэВ [11]. Наличие дополнительного Z' -бозона должно приводить к характерному отклонению результатов эксперимента от СМ во всех процессах, обусловленных СМТ.

Поэтому, переходя к области более высоких энергий и передач импульсов, мы надеемся обнаружить сигналы «новой физики». Именно это обстоятельство стимулирует прецизионные измерения параметров СМ [8]. Возможность интерпретации отклонений от СМ как указание на суперструнный Z' -бозон требует изучения широкого класса процессов с участием Z' -бозона.

В настоящее время поискам проявлений дополнительного векторного бозона уделяется значительное внимание [12—19]. Одним из эффективных методов является изучение электрослабых асимметрий в электрон-позитронной аннигиляции при энергиях $\sqrt{s} \geq 100$ ГэВ. В работах [20—29] нами получены общие выражения для различных интегральных характеристик

реакций $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow \bar{q}\bar{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$, $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^-e^+ \rightarrow B\bar{X}$, $e^-e^+ \rightarrow \gamma X$ и проведен детальный анализ этих характеристик в рамках СМ и суперструнной E_6 -модели.

В настоящей работе приведен краткий обзор результатов исследования эффектов суперструнного Z' -бозона в процессах рождения частиц в электрон-позитронной аннигиляции.

1. НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В СУПЕРСТРУННОЙ E_6 -МОДЕЛИ

В низкоэнергетическом пределе суперструны нарушение симметрии группы E_6 может происходить по схеме

$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U_\psi(1).$$

Группа $SO(10)$ содержит $SU(5)$ в качестве своей подгруппы. Схема нарушения $SO(10)$ выглядит следующим образом:

$$SO(10) \rightarrow SU(5) \times U_\chi(1),$$

причем

$$SU(5) \rightarrow SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_\eta(1).$$

Следовательно, группа E_6 может нарушаться до подгрупп 5-го или 6-го ранга:

$$G_5 = SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \times U_\eta(1), \quad (1.1)$$

$$G_6 = SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \times U_\Psi(1) \times U_\chi(1). \quad (1.2)$$

В G_5 с необходимостью возникает одно дополнительное (к СМ) нейтральное бозонное поле Z_η , соответствующее $U_\eta(1)$ -симметрии. В группе G_6 мы имеем два дополнительных нейтральных бозона Z_Ψ и Z_χ , отвечающих подгруппам $U_\Psi(1)$ и $U_\chi(1)$ соответственно. Однако считается, что существует промежуточный масштаб $M_I \approx 10^{10-11}$ ГэВ, на котором за счет спонтанного нарушения одно из этих полей приобретает массу $M \approx M_I$. Такое нарушение может быть индуцировано ненулевыми вакуумными средними скалярных суперпартнеров ν^c и n из 27-плета E_6 . В результате и в этом случае остается только один легкий ($M < 1$ ТэВ) Z' -бозон [11].

Модель с калибровочной группой $SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)$ считается сейчас наиболее вероятным низкоэнергетическим пределом теории суперструны. В этой модели возникает дополнительный Z' -бозон, рассматриваемый как линейная комбинация Z_Ψ и Z_χ :

$$Z' = Z_\Psi \cos \theta_E + Z_\chi \sin \theta_E. \quad (1.3)$$

Здесь θ_E — угол смешивания, который определяется схемой нарушения симметрии на промежуточном масштабе. В случае группы ранга 6 угол θ_E произволен, а для группы G_5 $\theta_E = 142,24^\circ$. Значения угла $\theta_E = 0^\circ$ и 90° соответствуют чистым состояниям Z_Ψ и Z_χ . Углы $\theta_E = -\arctg \sqrt{3/5}$ и $\theta_E = -\arctg \sqrt{5/3}$ описывают Z_η - и Z_I -бозоны [13].

Собственные значения генераторов групп $U_\eta(1)$, $U_\chi(1)$ и $U_\Psi(1)$ для полей из 27-плета E_6 приведены в табл.1.

Дополнительному Z' -бозону (3) отвечает генератор

$$Q_{Z'} = Q_\Psi \cos \theta_E + Q_\chi \sin \theta_E, \quad (1.4)$$

где Q_Ψ и Q_χ — генераторы $U_\Psi(1)$ и $U_\chi(1)$.

Таблица 1. Квантовые числа полей 27-плета $E_6 (Q_i(\Psi_R) = -Q_i(\Psi_L^c))$

$SO(10)$	$SU(5)$	$SU_c(3)$	Левое поле	I_{3L}	Q_f	$2\sqrt{15} Q_\eta$	$2\sqrt{10} Q_\chi$	$\sqrt{24} Q_\psi$		
16	$\bar{5}$	$\bar{3}$	d^c	0	1/3	1	3	1		
		1	e^-	-1/2	-1	1	3	1		
		1	ν_e	1/2	0	1	3	1		
	10	1	e^{-c}	0	1	-2	-1	1		
		3	d	-1/2	-1/3	-2	-1	1		
		3	u	1/2	2/3	-2	-1	1		
		$\bar{3}$	u^c	0	-2/3	-2	-1	1		
		1	1	ν^c	0	0	-5	-5	1	
			$\bar{5}$	$\bar{3}$	h^c	0	1/3	1	-2	-2
			1	1	E^-	-1/2	-1	1	-2	-2
1	1		ν_E	1/2	0	1	-2	-2		
10	5	3	h	0	-1/3	4	2	-2		
		1	E^{-c}	1/2	1	4	2	-2		
		1	N_E^c	-1/2	0	4	2	-2		
1	1	1	n	0	0	-5	0	4		

Лагранжиан взаимодействия фундаментальных фермионов с калибровочными бозонами имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{e}{2} \left[J_\mu^\gamma A_\mu + J_\mu^Z Z_\mu + J_\mu^{Z'} Z'_\mu \right], \tag{1.5}$$

где

$$J_\mu^i = \bar{\psi}_f \gamma_\mu \left[g_{Lf}^i (1 + \gamma_5) + g_{Rf}^i (1 - \gamma_5) \right] \psi_f, \tag{1.6}$$

g_{Lf}^i и g_{Rf}^i — киральные константы связи фермиона f с калибровочными i -бозонами ($i = \gamma, Z, Z'$), значения которых равны

$$g_{Lf}^\gamma = g_{Rf}^\gamma = O_f, \quad g_{Lf}^Z = \frac{2}{\sin 2\theta_W} (I_3^f - Q_f x_W),$$

$$g_{Rf}^{Z'} = \frac{2}{\sin 2\theta_W} (-Q_f x_W),$$

$$g_{Lf}^{Z'} = \sqrt{\frac{5}{3}} \frac{1}{\cos \theta_W} [Q_\psi(f_L) \cos \theta_E + Q_\chi(f_L) \sin \theta_E], \tag{1.7}$$

$$g_{Rf}^{Z'} = \sqrt{\frac{5}{3}} \frac{1}{\cos \theta_W} [-Q_\psi(f_L^c) \cos \theta_E - Q_\chi(f_L^c) \sin \theta_E].$$

Здесь $x_W = \sin^2 \theta_W$ — параметр Вайнберга, Q_f и I_3^f — электрический заряд и третья проекция слабого изоспина фермиона f .

Массовая матрица полей Z и Z' в общем случае недиагональна:

$$M^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 & \delta M^2 \\ \delta M^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Это приводит к $(Z-Z')$ -смешиванию. В результате диагонализации матрицы (1.8) находим поля Z_1 и Z_2 :

$$\begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi \\ -\sin \Phi & \cos \Phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

с определенными массами M_{Z_1} и M_{Z_2} , которые, как и угол смешивания Φ , выражаются через исходные параметры:

$$M_{Z_1}^2 \equiv M_Z^2 - \frac{(\delta M^2)^2}{M_{Z'}^2 - M_Z^2}, \quad M_{Z_2}^2 = M_{Z'}^2 + \frac{(\delta M^2)^2}{M_{Z'}^2 - M_Z^2},$$

$$\operatorname{tg}^2 \Phi = (M_Z^2 - M_{Z_1}^2) / (M_{Z_2}^2 - M_Z^2). \quad (1.10)$$

В суперструнной E_6 -модели с промежуточной группой G_5 имеется два $SU_L(2)$ -дублета (H, \bar{H}) и один синглет N хиггсовских полей. В этом случае

$$\delta M^2 = M_Z^2 \sqrt{x_W} \frac{4v^2 - \bar{v}^2}{3(v^2 + \bar{v}^2)}, \quad M_{Z'}^2 = M_Z^2 \frac{16v^2 + \bar{v}^2 + 25x^2}{9(v^2 + \bar{v}^2)}, \quad (1.11)$$

где $v = \langle H^0 \rangle \equiv \langle \tilde{N}_E^c \rangle$, $\bar{v} = \langle \bar{H}^0 \rangle \equiv \langle \tilde{\bar{v}}_E \rangle$, $x = \langle N \rangle \equiv \langle \tilde{n} \rangle$, \tilde{N}_E , \tilde{v}_E и \tilde{n} — скалярные суперпартнеры соответствующих фермионов из 27-плета. Такая структура хиггсовских полей приводит к следующему ограничению для угла смешивания Φ [30]:

$$-\frac{8}{3} \frac{x_W}{M_{Z'}^2 / M_Z^2 - 1} < \operatorname{tg} 2\Phi < \frac{2}{3} \frac{x_W}{M_{Z'}^2 / M_Z^2 - 1}. \quad (1.12)$$

Выражение для лагранжиана взаимодействия фермионов с калибровочными бозонами Z_1 и Z_2 следует из (1.5):

$$\mathcal{L} = \frac{e}{2} (J_\mu^{Z_1} Z_{1\mu} + J_\mu^{Z_2} Z_{2\mu}), \quad (1.13)$$

где токи $J_\mu^{Z_1}$ и $J_\mu^{Z_2}$ имеют общий вид (1.6), но при этом

$$g_{L(R)f}^{Z_1} = \cos \Phi \cdot g_{L(R)f}^Z + \sin \Phi \cdot g_{L(R)f}^{Z'},$$

$$g_{L(R)f}^{Z_2} = -\sin \Phi \cdot g_{L(R)f}^Z + \cos \Phi \cdot g_{L(R)f}^{Z'} \quad (1.14)$$

Слабый нейтральный ток фермиона f можно представить и в виде

$$J_\mu^i = \bar{\Psi}_f \gamma_\mu (g_{Vf}^i + \gamma_5 g_{Af}^i) \Psi_f, \quad (1.15)$$

где

$$g_{Vf}^i = g_{Lf}^i + g_{Rf}^i, \quad g_{Af}^i = g_{Lf}^i - g_{Rf}^i \quad (1.16)$$

— векторная и аксиальная константы СНТ фермиона.

2. СПИРАЛЬНЫЕ АМПЛИТУДЫ И ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ

АСИММЕТРИИ ПРОЦЕССОВ $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$

Аннигиляция электрон-позитронной пары в различные частицы с γ -квантом и Z -бозоном может идти и через дополнительный Z' -бозон. Наличие в промежуточных состояниях массивных частиц приводит к изменению энергетической зависимости сечения и к появлению ряда специфических P -нечетных асимметрий, связанных с существованием аксиальной компоненты у СНТ. Исследование этих эффектов на встречных e^-e^+ -пучках может помочь в изучении свойств СНТ как начальных, так и конечных частиц.

В настоящее время эксперименты, проводимые на встречных e^-e^+ -пучках PEP, PETRA и TRISTAN, позволили изучить эффекты СНТ в процессах аннигиляции $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$, $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$, $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}$ при энергиях $\sqrt{s} \sim 30+60$ ГэВ [31—35]. Недавно введены в строй новые установки со встречными e^-e^+ -пучками SLC и LEP и получены некоторые данные по измерению параметров стандартного бозона в области Z -резонанса ($\sqrt{s} \sim 90$ ГэВ) [36—44]. Измерены масса, полная и парциальные ширины распада Z -бозона, извлечены константы связи СНТ лептонов и кварков с Z -бозоном. Результаты этих экспериментов находятся в удовлетворительном согласии с предсказаниями СМ.

Для извлечения информации о свойствах суперструнного Z' -бозона огромный интерес представляет изучение поляризационных характеристик образующихся частиц (лептонов, барионов, векторных мезонов) в электрон-позитронной аннигиляции. Недавно совместно в американских и европейских ускорительных центрах подготовлены программы новых прецизионных экспериментов по проверке СМ с использованием поляризованных e^-e^+ -пучков [45]. При этом станет возможным детальное изучение различных поляризационных характеристик в процессах рождения частиц в

e^-e^+ -аннигиляции, что позволит решить многие важные проблемы физики электрослабых взаимодействий при высоких энергиях.

Здесь обсуждается ряд качественных свойств спиральных амплитуд и электрослабых асимметрий процессов аннигиляции e^-e^+ -пары в пару фундаментальных фермионов (лептонов, кварков) и скалярных фермионов:

$$e^- + e^+ \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2, \dots) \rightarrow f + \bar{f} \quad (2.1)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2, \dots) \rightarrow \tilde{f} + \tilde{\bar{f}}. \quad (2.2)$$

В низшем порядке теории возмущений процесс (2.1) описывается матричным элементом

$$M = e^2 \sum_i D_i(s) \bar{v} \gamma_\mu [g_{Le}^i(1 + \gamma_5) + g_{Re}^i(1 - \gamma_5)] u \times \\ \times \bar{u}_f \gamma_\mu [g_{Lf}^i(1 + \gamma_5) + g_{Rf}^i(1 - \gamma_5)] v_f, \quad (2.3)$$

где суммирование проводится по всем калибровочным бозонам ($i = \gamma, Z_1, Z_2$ и т.д.); $D_i(s) = (M_i^2 - s - iM_i \Gamma_i)^{-1}$ — пропагатор векторного бозона i ; M_i и Γ_i — масса и полная ширина i -бозона; s — квадрат суммарной энергии e^-e^+ -пары в с.ц.и.; $g_{Le}^i(g_{Lp}^i)$ и $g_{Re}^i(g_{Rp}^i)$ — левые и правые константы связи электрона (фермиона f) с калибровочным бозоном i (они приведены в разд.1).

Сперва обсудим ряд качественных свойств процессов (2.1) при столкновении продольно-поляризованных электронов и позитронов. Взаимодействие фундаментальных фермионов с калибровочными бозонами носит векторный и аксиально-векторный характер. Это обстоятельство приводит к сохранению спиральности фермионов при высоких энергиях. Сохранение спиральности требует, чтобы сталкивающиеся электрон и позитрон имели противоположные спиральности ($e_L^-e_R^+$ или $e_R^-e_L^+$, где e_L^- — электрон со спиральностью, равной -1 , e_R^+ — позитрон со спиральностью, равной $+1$, и т.д.). То же верно и для фермионов в конечном состоянии. Поэтому для реакций (2.1) должны возникать только четыре независимые спиральные амплитуды F_{LL}, F_{LR}, F_{RL} и F_{RR} (первый и второй индексы соответствуют спиральностям электрона и фермиона f), которые описывают следующие процессы:

$$e_L^- + e_R^+ \rightarrow f_L + \bar{f}_R, \quad e_L^- + e_R^+ \rightarrow f_R + \bar{f}_L,$$

$$e_R^- + e_L^+ \rightarrow f_L + \bar{f}_R, \quad e_R^- + e_L^+ \rightarrow f_R + \bar{f}_L.$$

Дифференциальные сечения, соответствующие этим четырем процессам, равны [23]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^-e^+ \rightarrow f_L\bar{f}_R) = \frac{\alpha^2}{4} N_c^2 |F_{LL}|^2 (1 + \cos \theta)^2,$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^-e^+ \rightarrow f_R\bar{f}_L) = \frac{\alpha^2}{4} N_c^2 |F_{LR}|^2 (1 - \cos \theta)^2,$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^-e^+ \rightarrow f_L\bar{f}_L) = \frac{\alpha^2}{4} N_c^2 |F_{RL}|^2 (1 - \cos \theta)^2,$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e^-e^+ \rightarrow f_R\bar{f}_R) = \frac{\alpha^2}{4} N_c^2 |F_{RR}|^2 (1 + \cos \theta)^2.$$

Здесь

$$F_{AB} = \sum_i D_i(s) g_{Ac}^i g_{Bf}^i \quad (A, B = L; R) \quad (2.4)$$

— спиральные амплитуды, N_c — цветовой множитель ($N_c = 3$ для кварков и $N_c = 1$ для лептонов), θ — угол между импульсами фермиона и электрона.

Спиральные амплитуды процессов (2.1) в СМ определяются выражениями

$$F_{AB}^{(CM)} = \frac{Q_f}{s} + D_Z(s) g_{Ac}^Z g_{Bf}^Z \quad (A, B = L, R). \quad (2.5)$$

Легко убедиться, что в пределе нулевой ширины Z-бозона спиральные амплитуды (5) имеют нули при определенных энергиях сталкивающихся e^-e^+ -пучков [23,27]. Амплитуды $F_{LR}^{(CM)}$ и $F_{RR}^{(CM)}$ обращаются в нуль при энергиях $\sqrt{s} = \sqrt{2}M_Z \cos \theta_W$ и $\sqrt{s} = M_Z \cos \theta_W$ независимо от природы рождаемой $f\bar{f}$ -пары.

Спиральные амплитуды $F_{RL}^{(CM)}$ и $F_{LL}^{(CM)}$ имеют нули при энергиях e^-e^+ -пучков:

$$\sqrt{s} = M_Z \cos \theta_W [Q_f / (Q_f - I_3^f)]^{1/2}$$

и

$$\sqrt{s} = \frac{1}{2} M_Z \sin 2\theta_W \left[x_W \left(\frac{1}{2} Q_f - I_3^f \right) + \frac{1}{2} I_3^f \right]^{1/2}$$

соответственно. В частности, при рождении пары лептонов $\mu^-\mu^+(\tau^-\tau^+)$ мы имеем

$$F_{RL}^{(CM)} = 0 \quad \text{при} \quad \sqrt{s} = \sqrt{2}M_Z \cos \theta_W,$$

$$F_{LL}^{(CM)} = 0 \text{ при } \sqrt{s} = M_Z \sin 2\theta_W.$$

Обозначим $\lambda_1(\eta_1)$ и $\lambda_2(\eta_2)$ величины продольных (поперечных) поляризаций электрона и позитрона, h_1 и h_2 — спиральности фермиона и антифермиона. Тогда в случае произвольных поляризаций начальных и продольных поляризаций конечных частиц дифференциальное сечение процессов (2.1) может быть представлено в виде [27]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2 N_c}{64} s \{ |F_{LL}|^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 - h_1)(1 + h_2) + \\ & + |F_{RR}|^2 (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2) \} (1 + \cos \theta)^2 + \\ & + |F_{LR}|^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2 + |F_{RL}|^2 (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2) \times \\ & \times (1 - h_1)(1 + h_2)) (1 - \cos \theta)^2 - 2\eta_1 \eta_2 \sin^2 \theta \times \\ & \times [(1 - h_1)(1 + h_2)(\text{Re}(F_{LL} F_{RL}^*) \cos 2\varphi + \text{Im}(F_{LL} F_{RL}^*) \sin 2\varphi) + \\ & + (1 + h_1)(1 - h_2)(\text{Re}(F_{LR} F_{RR}^*) \cos 2\varphi + \text{Im}(F_{LR} F_{RR}^*) \sin 2\varphi)] \}, \quad (2.6) \end{aligned}$$

где φ — азимутальный угол вылета фермиона f , отсчитываемый от плоскости поперечной поляризации начальных лептонов.

Эффекты суперструнного Z'-бозона проявляются в различных характеристиках, выражения которых могут быть получены из общей формулы эффективного сечения (2.6). Сначала рассмотрим дифференциальные характеристики процессов $e^- e^+ \rightarrow f \bar{f}$.

Проводя усреднение по поляризационным состояниям электрона и суммирование по поляризациям антифермиона для дифференциального сечения процессов (2.1), получим выражение

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d \cos \theta} = & \frac{\pi \alpha^2}{16} N_c s [|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2] (1 + \cos^2 \theta) \times \\ & \times [1 + A_{FB}(s, \theta)] [1 + \lambda_2 A_{RL}(s, \theta) + h_1 P(s, \theta)], \quad (2.7) \end{aligned}$$

где $A_{FB}(s, \theta)$, $A_{RL}(s, \theta)$ и $P(s, \theta)$ — угловая асимметрия вперед-назад, правая поляризационная асимметрия и степень продольной поляризации фермиона. Эти дифференциальные характеристики, измеряемые на опыте, определяются следующими выражениями:

$$A_{FB}(s, \theta) = A_{FB}(s) f(\theta), \quad (2.8)$$

$$A_{RL}(s, \theta) = \frac{A_{RL}^{(1)}(s) + A_{RL}^{(2)}(s) f(\theta)}{1 + A_{FB}(s) f(\theta)}, \quad (2.9)$$

$$P(s, \theta) = \frac{P^{(1)}(s) + P^{(2)}(s) f(\theta)}{1 + A_{FB}(s) f(\theta)} \quad (2.10)$$

Здесь

$$f(\theta) = 2\cos \theta / (1 + \cos^2 \theta),$$

$$A_{FB}(s) = \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2}, \quad (2.11)$$

$$A_{RL}^{(1)}(s) = -P^{(2)}(s) = \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2 - |F_{RR}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2}, \quad (2.12)$$

$$A_{RL}^{(2)}(s) = -P^{(1)}(s) = \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 - |F_{RR}|^2 - |F_{LR}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2}. \quad (2.13)$$

Экспериментальное исследование угловой и энергетической зависимостей асимметрий $A_{FB}(s, \theta)$, $A_{RL}(s, \theta)$ и степени продольной поляризации фермиона $P(s, \theta)$ может дать ценную информацию о киральных константах связи фундаментальных фермионов с калибровочными бозонами.

Рассмотрим режим $\sqrt{s} = M_i$, который может быть изучен на ускорителях LEP и SLC. В этом случае вклад в сечение калибровочного i -бозона ($i = Z$ или Z') становится доминирующим. В резонансе дифференциальные характеристики процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$ имеют вид

$$A_{RL}^{(1)}(M_i^2) = -P^{(2)}(M_i^2) = \frac{(g_{Le}^i)^2 - (g_{Re}^i)^2}{(g_{Le}^i)^2 + (g_{Re}^i)^2} = A_e^i,$$

$$A_{RL}^{(2)}(M_i^2) = -P^{(1)}(M_i^2) = \frac{(g_{Lf}^i)^2 - (g_{Rf}^i)^2}{(g_{Lf}^i)^2 + (g_{Rf}^i)^2} = A_f^i, \quad (2.14)$$

$$A_{FB}(M_i^2) = A_e^i A_f^i.$$

Отсюда следует, что право-левая асимметрия $A_{RL}^{(1)}(s)$ (или степень продольной поляризации фермиона $P^{(2)}(s)$) в Z - или Z' -резонансе не зависит от природы образовавшихся частиц и определяется только константами связи электрона, в то время как асимметрия $A_{RL}^{(2)}(s)$ (или степень продольной поляризации фермиона $P^{(1)}(s)$) определяется параметрами СНТ конечных частиц.

Степень продольной поляризации τ -лептона в процессе $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$ при $s = M_Z^2$ измерена в LEP различными коллаборациями (ALEPH, DELPHI, L3,

OPAL) [40—42]. Поляризация τ -лептона измерялась по спектру частиц в распадах $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$.

В Z-резонансе поляризация τ -лептона (2.10) принимает вид

$$P(M_Z^2, \cos \theta) = - \frac{A_\tau^Z (1 + \cos^2 \theta) + 2A_e^Z \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta + 2A_\tau^Z A_e^Z \cos \theta},$$

где

$$A_l^Z = [(g_{LL}^Z)^2 - (g_{RR}^Z)^2] / [(g_{LL}^Z)^2 + (g_{RR}^Z)^2] \quad (l = e, \tau).$$

В табл.2 приведены данные по измерению степени продольной поляризации τ -лептона, полученные группой ALEPH [41]. Там же даны предсказания СМ при значении параметра Вайнберга $\sin^2 \theta_W = 0,232$. Как видно из таблицы, в пределах ошибок экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с предсказаниями стандартной теории.

Таблица 2. Поляризация τ -лептона как функция полярного угла (погрешности статистические)

Область $\cos \theta$	Поляризация	
	Эксперимент [41]	СМ ($x_W = 0,232$)
[-0,9; -0,7]	$-0,056 \pm 0,053$	-0,004
[-0,7; -0,5]	$-0,026 \pm 0,051$	-0,017
[-0,5; -0,3]	$-0,065 \pm 0,056$	-0,045
[-0,3; -0,1]	$-0,056 \pm 0,060$	-0,088
[-0,1; 0,1]	$-0,141 \pm 0,063$	-0,143
[0,1; 0,3]	$-0,118 \pm 0,059$	-0,196
[0,3; 0,5]	$-0,226 \pm 0,054$	-0,238
[0,5; 0,7]	$-0,281 \pm 0,050$	-0,264
[0,7; 0,9]	$-0,235 \pm 0,050$	-0,243

Перейдем к рассмотрению интегральных характеристик процессов $e^- e^+ \rightarrow f \bar{f}$. Наиболее часто обсуждаемыми характеристиками являются:

1) асимметрия вперед-назад в случае неполяризованных частиц

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3}{4} \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2}, \quad (2.15)$$

где σ_F и σ_B — сечения рождения фермиона в передней и задней полу-сферах;

2) право-левая поляризационная асимметрия

$$A_{RL} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} = \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2 - |F_{RR}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2}, \quad (2.16)$$

где σ_R и σ_L — сечения аннигиляции право- и левополяризованного позитрона;

3) степень продольной поляризации фермиона

$$P = \frac{\sigma(f_R) - \sigma(f_L)}{\sigma(f_R) + \sigma(f_L)} = - \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RR}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RR}|^2}, \quad (2.17)$$

где $\sigma(f_R)$ и $\sigma(f_L)$ — интегральные сечения рождения фермиона f в конечном состоянии с измеряемой в эксперименте правой и левой поляризацией.

Следует отметить, что в СМ эти интегральные характеристики зануляются при энергиях e^-e^+ -пучков:

$$\begin{aligned} s &= 2Q_f M_Z^2 (2Q_f - g_{Ve}^Z g_{Vf}^Z)^{-1}, \\ s &= 2Q_f M_Z^2 g_{Vf}^Z [2Q_f g_{Vf}^Z - g_{Ve}^Z ((g_{Lp}^Z)^2 + (g_{Rp}^Z)^2)]^{-1}, \\ s &= 2Q_f M_Z^2 g_{Ve}^Z [2Q_f g_{Ve}^Z - g_{Vf}^Z ((g_{Le}^Z)^2 + (g_{Re}^Z)^2)]^{-1} \end{aligned}$$

соответственно. В частности, при рождении пары лептонов $\mu^-\mu^+$ и при экспериментальном значении параметра Вайнберга $\sin^2\theta_W = 0,232$ [41] мы имеем

$$\begin{aligned} A_{FB}^{(CM)} &= 0 \quad \text{при } \sqrt{s} = \sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W / \sqrt{1 + 8x_W^2} \approx M_Z, \\ A_{RL}^{(CM)} = P^{(CM)} &= 0 \quad \text{при } \sqrt{s} = \sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W / \sqrt{1 + 4x_W^2} = 0,86 M_Z. \end{aligned}$$

Асимметрия вперед-назад углового распределения лептонов в реакциях $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$, $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$ недавно измерена в LEP различными коллаборациями [39—42]. На рис.1 показана энергетическая зависимость асимметрии A_{FB} в СМ при значении параметра Вайнберга $\sin^2\theta_W = 0,232$. Там же приведены экспериментальные данные, полученные группой ALEPH [41] по измерению асимметрии A_{FB} в реакциях $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$, $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$. Как видно, асимметрия вперед-назад обращается в нуль в точке $\sqrt{s} = M_Z = 91,2$ ГэВ, что согласуется с экспериментальными результатами [43], где определена масса Z-бозона с высокой точностью $M_Z = (91,187 \pm 0,007)$ ГэВ.

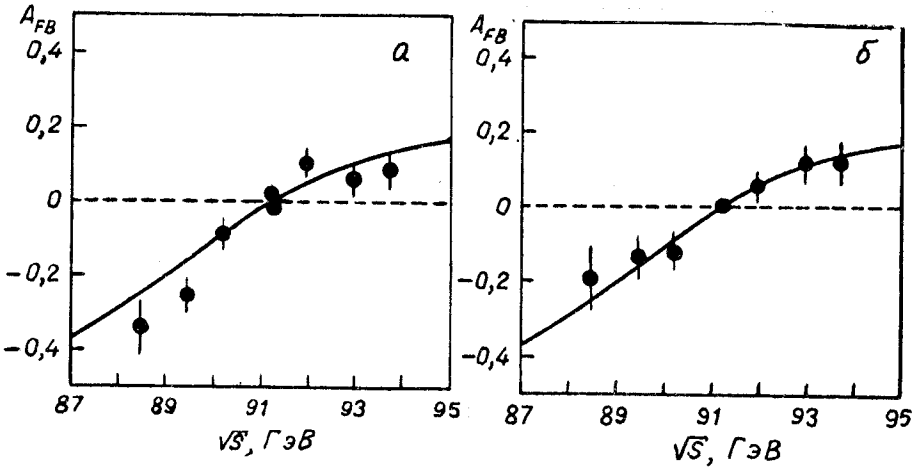


Рис.1. Зависимость асимметрии A_{FB} от энергии в процессах а) $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ и б) $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$ при $\sin^2\theta_W = 0,232$

При аннигиляции поперечно-поляризованной e^-e^+ -пары сечение (2.6) приводит к спиновым асимметриям

$$A_{\varphi}^{(1)} = \frac{2}{\eta_1\eta_2} \int_0^{2\pi} \cos 2\varphi d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) / \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) =$$

$$= -\text{Re} (F_{LL}F_{RL}^* + F_{LR}F_{RR}^*) / (|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2), \quad (2.18)$$

$$A_{\varphi}^{(2)} = \frac{2}{\eta_1\eta_2} \int_0^{2\pi} \sin 2\varphi d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) / \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) =$$

$$= -\text{Im} (F_{LL}F_{RL}^* + F_{LR}F_{RR}^*) / (|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2). \quad (2.19)$$

В СМ асимметрия $A_{\varphi}^{(1)}$ обращается в нуль при двух значениях энергии электрон-позитронных пучков

$$s = \frac{M_Z^2 Q_f^2 \{ 4Q_f - g_{Ve}^Z g_{Vf}^Z \pm [(g_{Ve}^Z)^2 (g_{Vf}^Z)^2 - 8g_{Le}^Z g_{Re}^Z ((g_{Lf}^Z)^2 + (g_{Rf}^Z)^2)]^{1/2} \}}{2[2Q_f^2 - Q_f g_{Ve}^Z g_{Vf}^Z + g_{Le}^Z g_{Re}^Z ((g_{Lf}^Z)^2 + (g_{Rf}^Z)^2)]}$$

В процессе $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+(\tau^-\tau^+)$ мы имеем

$$A_{\varphi}^{(1)(\text{CM})} = 0 \text{ при } \sqrt{s} = \begin{cases} \sqrt{2} M_Z \cos \theta_W \\ \sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W / \sqrt{1 + 4x_W} \end{cases}$$

Теперь рассмотрим новые характеристики — комбинированные коэффициенты асимметрий [20—22]. К таким характеристикам относятся:

1) асимметрия вперед-назад с учетом продольной поляризации позитрона

$$A_{FB}(\lambda_2) = [\sigma_F(\lambda_2) - \sigma_B(\lambda_2)] / [\sigma_F(\lambda_2) + \sigma_B(\lambda_2)] = \\ = \frac{3}{4} \frac{(|F_{LL}|^2 - |F_{LR}|^2)(1 + \lambda_2) + (|F_{RR}|^2 - |F_{RL}|^2)(1 - \lambda_2)}{(|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2)(1 + \lambda_2) + (|F_{RR}|^2 + |F_{RL}|^2)(1 - \lambda_2)}; \quad (2.20)$$

2) поляризационная асимметрия вперед

$$A_F(\lambda_2) = \frac{\sigma_F(\lambda_2) - \sigma_F(-\lambda_2)}{\sigma_F(\lambda_2) + \sigma_F(-\lambda_2)} = \lambda_2 \frac{7(|F_{LL}|^2 - |F_{RR}|^2) + |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2}{7(|F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2) + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2}; \quad (2.21)$$

3) поляризационная асимметрия назад

$$A_B(\lambda_2) = \frac{\sigma_B(\lambda_2) - \sigma_B(-\lambda_2)}{\sigma_B(\lambda_2) + \sigma_B(-\lambda_2)} = \lambda_2 \frac{7(|F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2) + |F_{LL}|^2 - |F_{RR}|^2}{7(|F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2) + |F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2}; \quad (2.22)$$

4) поляризационная асимметрия вперед-назад

$$\tilde{A}_{FB}(\lambda_2) = \frac{\sigma_F(\lambda_2) - \sigma_F(-\lambda_2) - [\sigma_B(\lambda_2) - \sigma_B(-\lambda_2)]}{\sigma_F(\lambda_2) + \sigma_F(-\lambda_2) + \sigma_B(\lambda_2) + \sigma_B(-\lambda_2)} = \\ = \frac{3}{4} \lambda_2 \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RR}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RR}|^2}; \quad (2.23)$$

5) асимметрия вперед-назад с учетом продольной поляризации фермиона

$$A_{FB}(h_1) = [\sigma_F(h_1) - \sigma_B(h_1)] / [\sigma_F(h_1) + \sigma_B(h_1)] = \\ = \frac{3}{4} \frac{(|F_{LL}|^2 - |F_{RL}|^2)(1 - h_1) + (|F_{RR}|^2 - |F_{LR}|^2)(1 + h_1)}{(|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2)(1 - h_1) + (|F_{RR}|^2 + |F_{LR}|^2)(1 + h_1)}; \quad (2.24)$$

6) асимметрия вперед, обусловленная поляризацией фермиона

$$A_F(h_1) = \frac{\sigma_F(h_1) - \sigma_F(-h_1)}{\sigma_F(h_1) + \sigma_F(-h_1)} = h_1 \frac{7(|F_{RR}|^2 - |F_{LL}|^2) + |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2}{7(|F_{RR}|^2 + |F_{LL}|^2) + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2}; \quad (2.25)$$

7) асимметрия назад, обусловленная поляризацией фермиона

$$A_B(h_1) = \frac{\sigma_B(h_1) - \sigma_B(-h_1)}{\sigma_B(h_1) + \sigma_B(-h_1)} = h_1 \frac{7(|F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2) + |F_{RR}|^2 - |F_{LL}|^2}{7(|F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2) + |F_{RR}|^2 + |F_{LL}|^2}; \quad (2.26)$$

8) поляризационная асимметрия вперед-назад, обусловленная поляризацией фермиона

$$\begin{aligned}\tilde{A}_{FB}(h_1) &= \frac{\sigma_F(h_1) - \sigma_F(-h_1) - [\sigma_B(h_1) - \sigma_B(-h_1)]}{\sigma_F(h_1) + \sigma_F(-h_1) + \sigma_B(h_1) + \sigma_B(-h_1)} = \\ &= \frac{3}{4} h_1 \frac{|F_{RR}|^2 + |F_{RL}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{LL}|^2}{|F_{RR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{LL}|^2}.\end{aligned}\quad (2.27)$$

В стандартной теории комбинированные поляризационные асимметрии (2.20)—(2.27) также обращаются в нуль при определенных энергиях сталкивающихся e^-e^+ -пучков. Так, например,

$$\begin{aligned}A_{FB}^{(CM)}(\lambda_2 = 1) &= 0 \text{ при } s = 2Q_f M_Z^2 [2Q_f - g_{Le}^Z g_{Vf}^Z]^{-1}, \\ A_{FB}^{(CM)}(\lambda_2 = -1) &= 0 \text{ при } s = 2Q_f M_Z^2 [2Q_f - g_{Re}^Z g_{Vf}^Z]^{-1}, \\ A_{FB}^{(CM)}(h_1 = 1) &= 0 \text{ при } s = 2Q_f M_Z^2 [2Q_f - g_{Rf}^Z g_{Ve}^Z]^{-1}, \\ A_{FB}^{(CM)}(h_1 = -1) &= 0 \text{ при } s = 2Q_f M_Z^2 [2Q_f - g_{Lf}^Z g_{Ve}^Z]^{-1}.\end{aligned}$$

Что касается поляризационных асимметрий вперед $A_F^{(CM)}(\lambda_2)$ и назад $A_B^{(CM)}(\lambda_2)$, то они зануляются при энергиях

$$\begin{aligned}s &= 2Q_f M_Z^2 [7(g_{Le}^Z g_{Lf}^Z - g_{Re}^Z g_{Rf}^Z) + g_{Le}^Z g_{Rf}^Z - g_{Re}^Z g_{Lf}^Z] \times \\ &\times \{ 2Q_f [7(g_{Le}^Z g_{Lf}^Z - g_{Re}^Z g_{Rf}^Z) + g_{Le}^Z g_{Rf}^Z - g_{Re}^Z g_{Lf}^Z] - 7(g_{Le}^Z g_{Lf}^Z - \\ &- g_{Re}^Z g_{Rf}^Z)(g_{Le}^Z g_{Lf}^Z + g_{Re}^Z g_{Rf}^Z) + (g_{Re}^Z g_{Lf}^Z - g_{Le}^Z g_{Rf}^Z)(g_{Le}^Z g_{Rf}^Z + g_{Re}^Z + g_{Rf}^Z) \}^{-1}\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}s &= 2Q_f M_Z^2 [7(g_{Le}^Z g_{Rf}^Z - g_{Re}^Z g_{Lf}^Z) + g_{Le}^Z g_{Lf}^Z - g_{Re}^Z g_{Rf}^Z] \times \\ &\times \{ 2Q_f [7(g_{Le}^Z g_{Rf}^Z - g_{Re}^Z g_{Lf}^Z) + g_{Le}^Z g_{Lf}^Z - g_{Re}^Z g_{Rf}^Z] - 7(g_{Le}^Z g_{Rf}^Z - \\ &- g_{Re}^Z g_{Lf}^Z)(g_{Le}^Z g_{Rf}^Z + g_{Re}^Z g_{Lf}^Z) + (g_{Re}^Z g_{Rf}^Z - g_{Le}^Z g_{Lf}^Z)(g_{Le}^Z g_{Rf}^Z + g_{Le}^Z g_{Lf}^Z) \}^{-1}\end{aligned}$$

соответственно. В частности, при рождении пары лептонов мы имеем

$$A_{F(B)}^{(CM)}(\lambda_2) = A_{F(B)}^{(CM)}(h_1) = 0 \text{ при } s = 2M_Z^2 [2 + (g_{Le}^Z)^2 + (g_{Re}^Z)^2]^{-1}.$$

В табл.3 приводятся нули спиральных амплитуд и электрослабых асимметрий процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$.

Для сравнения результатов стандартной и суперструнной E_6 -моделей друг с другом, а также с данными планируемых экспериментов нами проведены расчеты поляризационных характеристик процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$ при значении параметра Вайнберга $x_W = 0,23$. Принято, что угол $(Z - Z')$ -сме-

Таблица 3. Нули спиральных амплитуд
и электрослабых асимметрий процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$

Амплитуда Асимметрия	Процесс		
	$e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+ (\tau^+\tau^-)$	$e^-e^+ \rightarrow u\bar{u} (\bar{c}c)$	$e^-e^+ \rightarrow d\bar{d} (s\bar{s}, b\bar{b})$
F_{RR}	$M_Z \cos \theta_W$	$M_Z \cos \theta_W$	$M_Z \cos \theta_W$
F_{LR}	$\sqrt{2} M_Z \cos \theta_W$	$\sqrt{2} M_Z \cos \theta_W$	$\sqrt{2} M_Z \cos \theta_W$
F_{RL}	$\sqrt{2} M_Z \cos \theta_W$	$2M_Z \cos \theta_W$	—
F_{LL}	$M_Z \sin 2\theta_W$	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{3 - 2x_W}}$	$\frac{M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{3 - 4x_W}}$
A_{FB}	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{1 + 8x_W^2}}$	$\frac{2 M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{3 - 4x_W + 16x_W^2}}$	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{3 - 8x_W(1 - x_W)}}$
A_{RL}	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{1 + 4x_W}}$	$\frac{2 M_Z \sin 2\theta_W \sqrt{1,5 - 4x_W}}{\sqrt{4,5 - 6x_W - 24x_W^2}}$	$\frac{2 M_Z \sin 2\theta_W \sqrt{1,5 - 2x_W}}{\sqrt{9 - 24x_W}}$
P	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{1 + 4x_W}}$	$\frac{2 M_Z \sin 2\theta_W \sqrt{0,5 - 2x_W}}{\sqrt{1,5 - 2x_W - 12x_W^2}}$	$\frac{2 M_Z \sin 2\theta_W \sqrt{0,5 - 2x_W}}{\sqrt{3 - 8x_W}}$
$A_{FB}(\lambda_2 = 1)$	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{1 + 2x_W}}$	$\frac{2M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{3 + 2x_W}}$	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{3 - 2x_W}}$
$A_{FB}(\lambda_2 = -1)$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \cos \theta_W$	$\sqrt{\frac{8}{5}} M_Z \cos \theta_W$	$2M_Z \cos \theta_W$
$A_{FB}(h_1 = 1)$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \cos \theta_W$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \cos \theta_W$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \cos \theta_W$
$A_{FB}(h_1 = -1)$	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{1 + 2x_W}}$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \sin 2\theta_W$	$\frac{\sqrt{2} M_Z \sin 2\theta_W}{\sqrt{3(1 - 2x_W)}}$

шивания $\Phi = 0$, а для массы и ширины распада дополнительного бозона выбраны значения $M_{Z'} = 150, 200, 250, 300$ ГэВ и $\Gamma_{Z'} = M_{Z'}/40$. Некоторые результаты числовых оценок электрослабых асимметрий представлены на рис.2 и 3. Штриховые кривые демонстрируют поведение электрослабых асимметрий в СМ.

Чувствительность асимметрий A_{FB} и A_{RL} к выбору массы суперструнного Z' -бозона иллюстрирует рис.2, где представлена зависимость асимметрий от энергии \sqrt{s} . Как видно, при $M_{Z'} = 150$ ГэВ с ростом энергии асимметрия A_{FB} сперва возрастает, а затем уменьшается и, достигнув минимального значения вблизи $\sqrt{s} \sim 150$ ГэВ, снова начинает расти до максимального значения

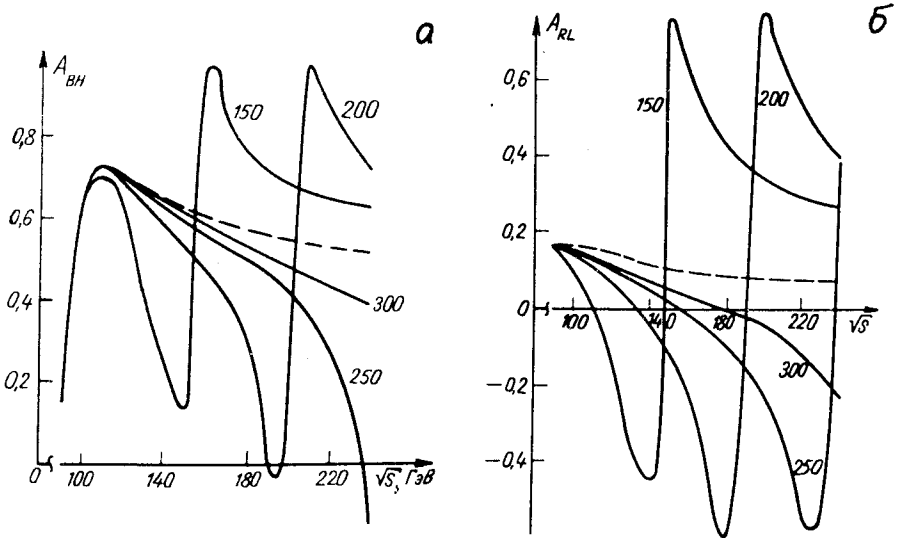


Рис.2. Энергетическая зависимость асимметрий а) $A_{FB}(\theta_E = 0^\circ)$ и б) $A_{RL}(\theta_E = 90^\circ)$ в процессе $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ при различных массах Z' -бозона (цифры у кривых — масса $M_{Z'}$, в ГэВ)

чения. Дальнейший рост энергии приводит к спаду асимметрии A_{FB} . Увеличение массы дополнительного бозона не меняет характер зависимости A_{FB} от энергии, однако ее максимумы и минимумы смещаются в сторону высоких энергий. Аналогичное поведение наблюдается и для других электрослабых асимметрий.

Рассмотрим режим работы e^-e^+ -коллайдеров $s = M_i^2$. В этом случае вклад в сечение от i -бозона ($i = Z$ или Z') становится доминирующим, так как мы имеем дело с резонансным рождением бозона. В резонансе интегральные характеристики процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$ равны

$$A_{FB} = \frac{3}{4} A_e^i A_f^i, \quad A_{RL} = A_e^i, \quad P = -A_f^i,$$

$$A_F(\lambda_2) = \lambda_2 \frac{4A_e^i + 3A_f^i}{4 + 3A_e^i A_f^i}, \quad A_B(\lambda_2) = \lambda_2 \frac{4A_e^i - aA_f^i}{4 - 3A_e^i A_f^i},$$

$$A_{FB}(\lambda_2) = \frac{3}{4} \frac{A_e^i + \lambda_2}{1 + \lambda_2 A_e^i} A_f^i, \quad \tilde{A}_{FB}(\lambda_2) = \frac{3}{4} \lambda_2 A_f^i,$$

$$A_F(h_1) = -h_1 \frac{4A_f^i + 3A_e^i}{4 + 3A_e^i A_f^i}, \quad A_B(h_1) = -h_1 \frac{4A_f^i - 3A_e^i}{4 - 3A_e^i A_f^i},$$

$$A_{FB}(h_1) = \frac{3}{4} \frac{A_f^i - h_1}{1 - h_1 A_f^i} A_e^i, \quad \tilde{A}_{FB}(h_1) = -\frac{3}{4} h_1 A_e^i,$$

$$A_\phi^{(1)} = -g_{Le}^i g_{Re}^i / [(g_{Le}^i)^2 + (g_{Re}^i)^2].$$

Здесь

$$A_e^i = \frac{(g_{Le}^i)^2 - (g_{Re}^i)^2}{(g_{Le}^i)^2 + (g_{Re}^i)^2}, \quad A_f^i = \frac{(g_{Lf}^i)^2 - (g_{Rf}^i)^2}{(g_{Lf}^i)^2 + (g_{Rf}^i)^2}.$$

Отсюда следует, что информация о константах связи электрона с *i*-бозонами (*i* = Z или Z') может быть получена путем изучения асимметрий

A_{RL} , $A_\phi^{(1)}$, $\tilde{A}_{FB}(h_1)$ и $A_{FB}(h_1 = \pm 1)$. Степень продольной поляризации фермиона *P*, асимметрия вперед-назад $A_{FB}(\lambda_2 = \pm 1)$ и поляризационная асимметрия вперед-назад $\tilde{A}_{FB}(\lambda_2)$ содержат сведения о параметрах СМТ конечных частиц.

В табл.4 приведены значения различных электрослабых асимметрий при рождении пары фундаментальных фермионов в Z- и Z'-резонансной области энергий при значении параметра Вайнберга $x_W = 0,23$.

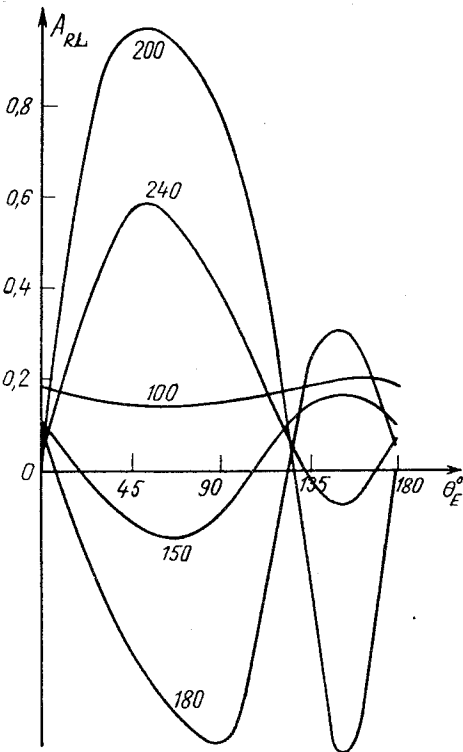


Рис.3. Зависимость право-левой асимметрии от угла θ_E в процессе $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ при разных энергиях \sqrt{s} (цифры у кривых — энергия \sqrt{s} в ГэВ)

Таблица 4. Электрослабые асимметрии процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$ в Z- или Z'-резонансе при $\sin^2\theta_W = 0,23$

Фермион	Z-резонанс						
	A_{RL}	P	$A_F(\lambda_2)$	$A_B(\lambda_2)$	$A_{FB}(\lambda_2)$	$\tilde{A}_{FB}(\lambda_2)$	$A_\phi^{(1)}$
μ, τ	0,16	-0,16	$0,28\lambda_2$	$0,04\lambda_2$	$0,12 \frac{\lambda_2 + 0,16}{1 + 0,16\lambda_2}$	$0,12\lambda_2$	0,5
u, c	0,16	-0,67	$0,61\lambda_2$	$-0,37\lambda_2$	$0,5 \frac{\lambda_2 + 0,16}{1 + 0,16\lambda_2}$	$0,5\lambda_2$	0,5
d, s, b	0,16	-0,94	$0,68\lambda_2$	$-0,6\lambda_2$	$0,7 \frac{\lambda_2 + 0,16}{1 + 0,16\lambda_2}$	$0,7\lambda_2$	0,5
Z' \equiv Z ₁ -резонанс ($\theta_E = 90^\circ$)							
μ, τ	0,8	-0,8	$0,95\lambda_2$	$0,4\lambda_2$	$0,6 \frac{\lambda_2 + 0,8}{1 + 0,8\lambda_2}$	$0,6\lambda_2$	-0,3
u, c	0,8	0	$0,8\lambda_2$	$0,8\lambda_2$	0	0	-0,3
d, s, b	0,8	0,8	$0,4\lambda_2$	$0,95\lambda_2$	$-0,6 \frac{\lambda_2 + 0,8}{1 + 0,8\lambda_2}$	$-0,6\lambda_2$	-0,3

Как известно, в суперсимметричных теориях каждому фундаментальному фермиону f соответствует суперпартнер — скалярный фермион \tilde{f} . Скалярные партнеры известных фермионов имеют те же квантовые числа по внутренним симметриям и отличаются от них только спинами. В различных лабораториях мира интенсивно ведутся поиски суперчастиц, однако обнаружить их пока не удалось.

В электрон-позитронных столкновениях процесс аннигиляции $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}\bar{\tilde{f}}$ является основным источником рождения скалярных фермионов. Эта реакция с учетом вклада СНТ в СМ исследована в [54—56]. В частности, С.М.Биленьким и Н.П.Неделчевой в рамках $N=1$ суперсимметрии получены общие соотношения между поляризационными характеристиками процессов $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}\bar{\tilde{f}}$ [56].

Существуют скалярные фермионы \tilde{f}_L и \tilde{f}_R , входящие в супермультиплеты (\tilde{f}_L, f_L) и (\tilde{f}_R, f_R) , где f_L и f_R — левый и правый фермионы. Частицы, входящие в один супермультиплет, обладают одинаковыми константами связи с калибровочными бозонами [57].

Процессу аннигиляции e^-e^+ -пары в пару скалярных фермионов (2.2) соответствуют две спиральные амплитуды

$$M_A = \sum_{i=\gamma, Z_1, Z_2} D_i(s) g_{Ae}^i g_f^i \quad (A=L, R), \quad (2.28)$$

описывающие реакции $e_L^- e_R^+ \rightarrow \tilde{f} \tilde{f}$ и $e_R^- e_L^+ \rightarrow \tilde{f} \tilde{f}$. Здесь g_f^i — константы связи скалярного фермиона с калибровочными i -бозонами, причем для суперпартнера \tilde{f}_L $g_{\tilde{f}}^i \equiv g_{L_f}^i$, а для \tilde{f}_R $g_{\tilde{f}}^i \equiv g_{R_f}^i$.

В СМ спиральные амплитуды процессов $e^- e^+ \rightarrow \tilde{f} \tilde{f}$ даются выражениями

$$M_L^{(CM)} = \frac{Q_{\tilde{f}}}{s} + D_Z(s) g_{Le}^Z g_{\tilde{f}}^Z, \quad (2.29)$$

$$M_R^{(CM)} = \frac{Q_{\tilde{f}}}{s} + D_Z(s) g_{Re}^Z g_{\tilde{f}}^Z. \quad (2.30)$$

Амплитуды $M_L^{(CM)}$ и $M_R^{(CM)}$ обращаются в нуль при энергиях

$$s = \frac{2M_Z^2 Q_{\tilde{f}} x_W (1 - x_W)}{Q_{\tilde{f}} x_W - I_3^{\tilde{f}} (2x_W - 1)} \quad \text{и} \quad s = \frac{M_Z^2 Q_{\tilde{f}} (1 - x_W)}{Q_{\tilde{f}} - I_3^{\tilde{f}}}$$

соответственно. Для пары скалярных фермионов $\tilde{f}_R \tilde{f}_R$ мы имеем ($I_3^{\tilde{f}} = 0$)

$$M_L^{(CM)} = 0 \quad \text{при} \quad \sqrt{s} = \sqrt{2} M_Z \cos \theta_W,$$

$$M_R^{(CM)} = 0 \quad \text{при} \quad \sqrt{s} = M_Z \cos \theta_W$$

независимо от природы скалярных фермионов.

Дифференциальное сечение реакций $e^- e^+ \rightarrow \tilde{f} \tilde{f}$ равно [25,27]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \beta^3}{16} N_c s \sin^2 \theta \{ |M_L|^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2) + |M_R|^2 (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2) - 2\eta_1 \eta_2 [\text{Re}(M_L M_R^*) \cos 2\phi + \text{Im}(M_L M_R^*) \sin 2\phi] \}, \quad (2.31)$$

где β — скорость скалярного фермиона.

Основными измеряемыми на опыте интегральными характеристиками процессов $e^- e^+ \rightarrow \tilde{f} \tilde{f}$ являются право-левая поляризационная асимметрия

$$A_{RL} = [|M_L|^2 - |M_R|^2] / [|M_L|^2 + |M_R|^2], \quad (2.32)$$

P -четная поперечная спиновая асимметрия

$$A_{\phi}^{(1)} = -2 \text{Re}(M_L M_R^*) / [|M_L|^2 + |M_R|^2] \quad (2.33)$$

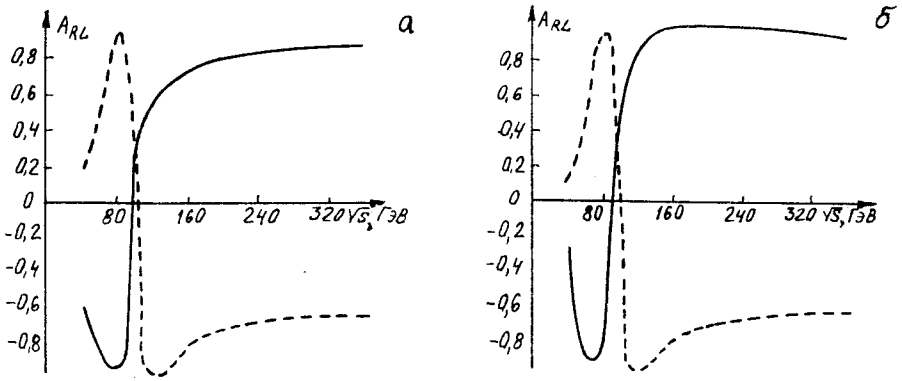


Рис.4. Зависимость асимметрии A_{RL} от энергии в процессах а) $e^-e^+ \rightarrow \bar{u}u\bar{u}$ и б) $e^-e^+ \rightarrow \bar{d}d\bar{d}$

и P -нечетная поперечная спиновая асимметрия

$$A_{\phi}^{(2)} = -2\text{Im}(M_L M_R^*) / [|M_L|^2 + |M_R|^2]. \quad (2.34)$$

На рис.4 и 5 представлена энергетическая зависимость право-левой асимметрии A_{RL} и поперечной спиновой асимметрии $A_{\phi}^{(1)}$ в рамках СМ при $x_W = 0,23$. Здесь сплошные кривые отвечают процессам $e^-e^+ \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L$, а пунктирные — процессам $e^-e^+ \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R$. Для скалярных кварков $\bar{q}_R \bar{q}_R (\bar{q}_L \bar{q}_L)$ с ростом энергии право-левая асимметрия A_{RL} увеличивается (уменьшается) и, достигнув максимума (минимума) при $\sqrt{s} \sim 80$ ГэВ, начинает уменьшаться (возрастать) и обращается в нуль при $\sqrt{s} \sim 93$ ГэВ ($\sqrt{s} \sim 90$ ГэВ), затем асимметрия достигает минимума (максимума) и постепенно выходит на плато.

Аналогичное поведение наблюдается и для P -четной поперечной спиновой асимметрии $A_{\phi}^{(1)}$. Так, в начале спектра $A_{\phi}^{(1)} = -1$, с ростом энергии она увеличивается и, достигнув максимума при $\sqrt{s} \sim 80-100$ ГэВ, начинает уменьшаться. В процессах $e^-e^+ \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R$ у асимметрии $A_{\phi}^{(1)}$ наблюдаются две нулевые точки: при $\sqrt{s} \approx 80$ ГэВ и $\sqrt{s} \approx 114$ ГэВ. Для скалярных фермионов $\bar{u}_L \bar{u}_L, \bar{c}_L \bar{c}_L (\bar{t}_L \bar{t}_L)$ асимметрия $A_{\phi}^{(1)}$ также обращается в нуль в двух точках: при

$\sqrt{s} \approx 70$ ГэВ и $\sqrt{s} \approx 160$ ГэВ; а для процессов $e^-e^+ \rightarrow \bar{d}_L \bar{d}_L, \bar{s}_L \bar{s}_L, \bar{b}_L \bar{b}_L$ наблюдается одна нулевая точка при $\sqrt{s} \approx 54$ ГэВ.

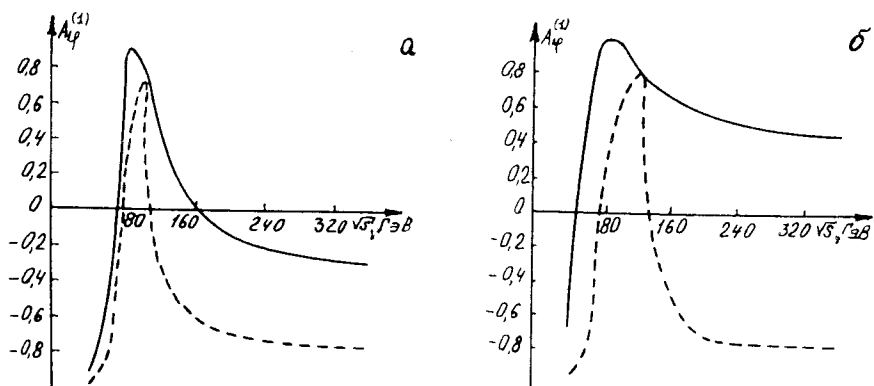


Рис.5. Зависимость асимметрии $A_\phi^{(1)}$ от энергии в процессах а) $e^-e^+ \rightarrow \tilde{u}\tilde{u}$ и б) $e^-e^+ \rightarrow \tilde{d}\tilde{d}$

Таблица 5. Нули спиральных амплитуд и асимметрий процессов $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}\tilde{f}$

Процесс	Амплитуда		Асимметрия	
	M_L	M_R	A_{RL}	$A_\phi^{(1)}$
$e^-e^+ \rightarrow \tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R$ ($\tilde{\tau}_R \tilde{\tau}_R$)	$\sqrt{2} M_Z \cos \theta_w$	$M_Z \cos \theta_w$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \cos \theta_w$	$\frac{M_Z \cos \theta_w}{\sqrt{2} M_Z \cos \theta_w}$
$e^-e^+ \rightarrow \tilde{\mu}_L \tilde{\mu}_L$ ($\tilde{\tau}_L \tilde{\tau}_L$)	$M_Z \sin 2\theta_w$	$\sqrt{2} M_Z \cos \theta_w$	$\frac{M_Z \sin 2\theta_w}{\sqrt{0,5 + x_w}}$	$\frac{M_Z \sin 2\theta_w}{\sqrt{2} M_Z \cos \theta_w}$
$e^-e^+ \rightarrow \tilde{u}_R \tilde{u}_R$ ($\tilde{c}_R \tilde{c}_R$)	$\sqrt{2} M_Z \cos \theta_w$	$M_Z \cos \theta_w$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \cos \theta_w$	$\frac{\sqrt{2} M_Z \cos \theta_w}{M_Z \cos \theta_w}$
$e^-e^+ \rightarrow \tilde{u}_L \tilde{u}_L$ ($\tilde{c}_L \tilde{c}_L$)	$\frac{M_Z \sin 2\theta_w}{\sqrt{1,5 - x_w}}$	$2M_Z \cos \theta_w$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \sin 2\theta_w$	$\frac{M_Z \sin 2\theta_w}{\sqrt{1,5 - x_w}}$ $\frac{2M_Z \cos \theta_w}{2M_Z \cos \theta_w}$
$e^-e^+ \rightarrow \tilde{d}_R \tilde{d}_R$ ($\tilde{s}_R \tilde{s}_R, \tilde{b}_R \tilde{b}_R$)	$\sqrt{2} M_Z \cos \theta_w$	$M_Z \cos \theta_w$	$\frac{2}{\sqrt{3}} M_Z \cos \theta_w$	$\frac{\sqrt{2} M_Z \cos \theta_w}{M_Z \cos \theta_w}$
$e^-e^+ \rightarrow \tilde{d}_L \tilde{d}_L$ ($\tilde{s}_L \tilde{s}_L, \tilde{b}_L \tilde{b}_L$)	$\frac{M_Z \sin 2\theta_w}{\sqrt{3 - 4x_w}}$	—	$\frac{M_Z \sin 2\theta_w}{\sqrt{1,5 - 3x_w}}$	$\frac{M_Z \sin 2\theta_w}{\sqrt{3 - 4x_w}}$

В табл.5 приводятся нули спиральных амплитуд и электрослабых асимметрий процессов $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}\tilde{f}$ в рамках СМ.

Что касается P -нечетной поперечной спиновой асимметрии $A_\phi^{(2)}$, то она не обладает нулевыми точками, для процессов $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}_L\tilde{f}_L$ она положительна, а для $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}_R\tilde{f}_R$ — отрицательна. Эта асимметрия сначала по модулю увеличивается с ростом энергии, достигая наибольших значений в области $\sqrt{s} \sim M_Z$, а затем спадает до нуля.

Асимметрии A_{RL} и $A_\phi^{(1)}$, вычисленные в рамках суперструнной E_6 -модели, в начале спектра, имея примерно одинаковый характер зависимости от энергии, существенно отличаются от предсказаний СМ в области энергий $\sqrt{s} \geq 100$ ГэВ, где у асимметрий наблюдаются дополнительные нули, минимум и максимум.

3. СПИРАЛЬНЫЕ АМПЛИТУДЫ И ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ АСИММЕТРИИ ПРОЦЕССОВ $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}g$.

В процессах $e^-e^+ \rightarrow X$ при высоких энергиях в большинстве случаев адроны рождаются в виде двух струй. Однако, как показывают опыты, в некоторых случаях образуются и дополнительные струи. В ряде работ (см. обзор [48]) обсуждался механизм рождения трех струй в e^-e^+ -аннигиляции за счет тормозного излучения жесткого глюона, приводящего к возникновению глюонной струи.

Глюонные струи должны иметь ряд отличий от кварковых струй. Прежде всего, множественность рождения адронов в глюонной струе должна быть больше, чем в кварковой. Это обусловлено тем, что глюон может превращаться в дальнейшем в кварк-антикварковую пару. Далее, в глюонной струе должны образовываться преимущественно η - и η' -мезоны. Эти свойства позволяют различать кварковые и глюонные струи. Кроме того, экспериментально можно различить адронные струи, образованные кварками с различными ароматами. Это имеет исключительное значение для определения структуры СНТ тяжелых c -, b - и, возможно, t -кварков.

Трехструйная аннигиляция e^-e^+ -пары в СМ теоретически изучалась многими авторами [49—53]. Здесь рассматриваются эффекты суперструнного Z' -бозона в процессах трехструйного рождения адронов при аннигиляции произвольно поляризованной электрон-позитронной пары.

Процессу рождения пары кварк-антикварк с излучением тормозного глюона при аннигиляции электрона и позитрона

$$e^- + e^+ \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2, \dots) \rightarrow q + \bar{q} + g \quad (3.1)$$

соответствует матричный элемент (массами частиц пренебрегается)

$$M = e^2 g_s \sum_i D_i(s) \bar{v} \gamma_\mu [g_{Le}^i (1 + \gamma_5) + g_{Re}^i (1 - \gamma_5)] u \times \\ \times \bar{u}_\alpha \left(\frac{\lambda_m}{2} \right)_{\alpha\beta} e_\rho^m \Gamma_{\mu\rho} [g_{Lq}^i (1 + \gamma_5) + g_{Rq}^i (1 - \gamma_5)] v_\beta, \quad (3.2)$$

где

$$\Gamma_{\mu\rho} = \gamma_\rho \frac{\hat{q}_1 + \hat{k}}{2k q_1} \gamma_\mu - \gamma_\mu \frac{\hat{q}_2 + \hat{k}}{2k q_2} \gamma_\rho,$$

g_s — константа кварк-глюонного взаимодействия; q_1, q_2 и k — 4-импульсы кварка, антикварка и глюона; λ_m — матрицы Гелл-Манна; $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ и $m = 1+8$ — цветовые индексы кваркового и глюонного полей.

Из выражения матричного элемента (3.2) следует, что процессу $e^- e^+ \rightarrow q \bar{q} g$ соответствуют четыре спиральные амплитуды F_{LL}, F_{LR}, F_{RL} и F_{RR} , которые описывают следующие реакции:

$$e_L^- + e_R^+ \rightarrow q_L + \bar{q}_R + g, \quad e_L^- + e_L^+ \rightarrow q_R + \bar{q}_L + g \\ e_R^- + e_L^+ \rightarrow q_L + \bar{q}_R + g, \quad e_R^- + e_R^+ \rightarrow q_R + \bar{q}_L + g.$$

В суперструнной E_6 -модели спиральные амплитуды процесса $e^- e^+ \rightarrow q \bar{q} g$ определяются такими же выражениями, как и амплитуды процесса $e^- e^+ \rightarrow q \bar{q}$:

$$F_{AB} = \sum_i D_i(s) g_{Ae}^i g_{Bq}^i \quad (A, B = L; R). \quad (3.3)$$

Выражение для квадрата матричного элемента $|M|^2$ запишем как

$$|M|^2 = (4\pi)^3 \alpha_s^2 \alpha_c N_c \sum_i \sum_k D_i(s) D_k^*(s) L_{\mu\nu}^{ik} H_{\mu\nu}^{ik}, \quad (3.4)$$

где $N_c = 4$ — цветовой множитель, учитывающий суммирование по цветовым степеням свободы глюона и кварков; $\alpha_s = g_s^2/4\pi$; $L_{\mu\nu}^{ik}$ и $H_{\mu\nu}^{ik}$ — лептонные и адронные тензоры. Отметим, что все лептонные и адронные тензоры сохраняются:

$$L_{\mu\nu}^{ik} q_\mu = L_{\mu\nu}^{ik} q_\nu = H_{\mu\nu}^{ik} q_\mu = H_{\mu\nu}^{ik} q_\nu = 0,$$

и вследствие этого в с.п.и. вклад в сечение дают только пространственные компоненты тензоров

$$L_{\mu\nu}^{ik} H_{\mu\nu}^{ik} = L_{mn}^{ik} H_{mn}^{ik} \quad (m, n = 1, 2, 3).$$

В случае произвольно поляризованных e^-e^+ -пучков тензор L_{mn}^{ik} имеет следующую структуру:

$$\begin{aligned} L_{mn}^{ik} = & [(g_{Le}^i g_{Le}^k + g_{Re}^i g_{Re}^k)(1 - \lambda_1 \lambda_2) + (g_{Le}^i g_{Le}^k - g_{Re}^i g_{Re}^k)(\lambda_2 - \lambda_1)] L_{mn}^{(1)} + \\ & + [(g_{Le}^i g_{Le}^k + g_{Re}^i g_{Re}^k)(\lambda_2 - \lambda_1) + (g_{Le}^i g_{Le}^k - g_{Re}^i g_{Re}^k)(1 - \lambda_2 \lambda_1)] L_{mn}^{(2)} + \\ & + (g_{Le}^i g_{Re}^k + g_{Re}^i g_{Le}^k) L_{mn}^{(3)} + (g_{Re}^i g_{Le}^k - g_{Le}^i g_{Re}^k) L_{mn}^{(4)}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где

$$L_{mn}^{(1)} = s(\delta_{mn} - N_m N_n),$$

$$L_{mn}^{(2)} = is\epsilon_{mnr} N_r,$$

$$L_{mn}^{(3)} = s[\eta_{1m} \eta_{2n} + \eta_{1n} \eta_{2m} - \eta_{1n} \eta_{2m} (\delta_{mn} - N_m N_n)],$$

$$L_{mn}^{(4)} = is(\eta_{1m} \epsilon_{nrq} + \eta_{1n} \epsilon_{mrq}) N_r \eta_{2q},$$

\mathbf{N} — единичный вектор вдоль импульса электрона; λ_1 и λ_2 (η_1 и η_2) — величины продольных (поперечных) поляризаций электрона и позитрона.

Выражение для адронного тензора H_{mn}^{ik} имеет вид

$$\begin{aligned} H_{mn}^{ik} = & [(g_{Lq}^i g_{Lq}^k + g_{Rq}^i g_{Rq}^k)(1 - h_1 h_2) + (g_{Lq}^i g_{Lq}^k - g_{Rq}^i g_{Rq}^k)(h_2 - h_1)] H_{mn}^{(s)} + \\ & + [(g_{Lq}^i g_{Lq}^k + g_{Rq}^i g_{Rq}^k)(h_2 - h_1) + (g_{Lq}^i g_{Lq}^k - g_{Rq}^i g_{Rq}^k)(1 - h_1 h_2)] H_{mn}^{(a)}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

где h_1 и h_2 — спиральности кварка и антикварка, $H_{mn}^{(s)}$ и $H_{mn}^{(a)}$ — симметричная и антисимметричная части адронного тензора:

$$\begin{aligned} H_{mn} = & \frac{1}{2(1-x_1)(1-x_2)} [\delta_{mn}(x_1^2 + x_2^2) - x_1^2 n_{1m} n_{1n} - x_2^2 n_{2m} n_{2n} + \\ & + i\epsilon_{mnr}(x_1^2 n_{1r} - x_2^2 n_{2r})], \end{aligned}$$

$x_1 = 2E_1/\sqrt{s}$ и $x_2 = 2E_2/\sqrt{s}$ — энергии кварка и антикварка в единицах энергии электрона, \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 — единичные векторы вдоль импульсов кварка и антикварка.

Введем так называемые корреляционные сечения σ_a ($a = 1 \div 9$) посредством соотношений [50,53]:

$$\begin{aligned}
\sigma_U &= H_{11} + H_{22}, & \sigma_L &= H_{33}, & \sigma_T &= \frac{1}{2} (H_{22} - H_{11}), \\
\sigma_4 &= -\frac{1}{2} (H_{12} + H_{21}), & \sigma_5 &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} (H_{23} + H_{32}), \\
\sigma_6 &= -\frac{1}{2\sqrt{2}} (H_{31} + H_{13}), & \sigma_7 &= i(H_{21} - H_{12}), \\
\sigma_8 &= \frac{i}{2\sqrt{2}} (H_{32} - H_{23}), & \sigma_9 &= \frac{i}{2\sqrt{2}} (H_{13} - H_{31}).
\end{aligned} \tag{3.7}$$

Здесь введены специальные индексы U, L, T для $a = 1, 2, 3$. Формулы для корреляционных сечений σ_a даны в приложении 1.

Произведение тензоров $L_{mn}^{(k)} H_{mn}^{(k)}$ ($k = 1, 2, 3, 4$) можно выразить через сечения σ_a :

$$\begin{aligned}
L_{mn}^{(k)} H_{mn}^{(k)} &= \frac{1}{2} (L_{11}^{(k)} + L_{22}^{(k)}) \sigma_U + L_{33}^{(k)} \sigma_L + \\
&+ (L_{22}^{(k)} - L_{11}^{(k)}) \sigma_T - (L_{21}^{(k)} + L_{12}^{(k)}) \sigma_4 - \sqrt{2} (L_{23}^{(k)} + L_{32}^{(k)}) \sigma_5 - \\
&- \sqrt{2} (L_{13}^{(k)} + L_{31}^{(k)}) \sigma_6 + \frac{i}{2} (L_{12}^{(k)} - L_{21}^{(k)}) \sigma_7 + \\
&+ i\sqrt{2} (L_{23}^{(k)} - L_{32}^{(k)}) \sigma_8 + i\sqrt{2} (L_{31}^{(k)} - L_{13}^{(k)}) \sigma_9.
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Воспользуемся системой координат, в которой плоскость xz совпадает с плоскостью событий $\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 + \mathbf{k} = 0$, и введем углы θ, χ и φ , где θ — полярный угол между осью z и направлением электронного пучка, χ — азимутальный угол между плоскостью событий и плоскостью, определяемой осью z и пучком e^- , φ — азимутальный угол между плоскостями событий и поперечной поляризации. Тогда дифференциальное сечение процессов (3.1) может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned}
\frac{d^5\sigma}{d\varphi d\chi d\cos\theta dx_1 dx_2} &= \frac{2\alpha^2}{3\pi^2} \alpha_s s \{ (\sigma_A + \sigma_D) [|F_{LL}|^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2) \times \\
&\times (1 - h_1)(1 + h_2) + |F_{RR}|^2 (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2)] + (\sigma_A - \sigma_D) \times \\
&\times [|F_{LR}|^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2) + |F_{RL}|^2 (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 - h_1)(1 + h_2)] - \\
&- 2\eta_1 \eta_2 [(1 - h_1)(1 - h_2)(\cos 2\varphi (\sigma_B \operatorname{Re} (F_{LL} F_{RL}^*) + \sigma_C \operatorname{Im} (F_{LL} F_{RL}^*)) + \\
&+ \sin 2\varphi (\sigma_B \operatorname{Im} (F_{LL} F_{RL}^*) - \sigma_C \operatorname{Re} (F_{LL} F_{RL}^*))) + \\
&+ (1 + h_1)(1 - h_2)(\cos 2\varphi (\sigma_B \operatorname{Re} (F_{LR} F_{RR}^*) + \sigma_C \operatorname{Im} (F_{LR} F_{RR}^*)) +
\end{aligned}$$

$$+ \sin 2\varphi (\sigma_B \operatorname{Im} (F_{LR} F_{RR}^*) - \sigma_C \operatorname{Re} (F_{LR} F_{RR}^*)) \}]. \quad (3.9)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \sigma_A &= \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta) \sigma_U + \frac{3}{4} \sin^2 \theta (\sigma_L + \cos 2\chi \cdot \sigma_T) - \frac{3}{2\sqrt{2}} \sin 2\theta \cos \chi \cdot \sigma_I, \\ \sigma_B &= \frac{3}{8} \sin^2 \theta (\sigma_U - 2\sigma_L) + \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) \cos 2\chi \cdot \sigma_T + \frac{3}{2\sqrt{2}} \sin 2\theta \cos \chi \cdot \sigma_I, \\ \sigma_C &= \frac{3}{2} \cos \theta \sin 2\chi \sigma_T + \frac{3}{\sqrt{2}} \sin \theta \sin \chi \cdot \sigma_I, \\ \sigma_D &= \frac{3}{4} \cos \theta \cdot \sigma_P - \frac{3}{\sqrt{2}} \sin \theta \cos \chi \cdot \sigma_F, \end{aligned} \quad (3.10)$$

где приняты обозначения $\sigma_I = \sigma_6$, $\sigma_P = \sigma_7$, $\sigma_F = \sigma_8$ и учтено, что $\sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_9 = 0$ (см. приложение 1).

Корреляционные сечения σ_a зависят от переменных x_1 и x_2 , они могут быть измерены только в том случае, если известно, из какого партона рождается данная струя адронов, но экспериментально это трудно определить. Поэтому эффективное сечение процессов (3.1) выражается через измеряемую величину T , называемую трастом или вытянутостью.

В случае безмассовых партонов диаграмма Далица определяется из законов сохранения энергии и импульса:

$$x_1 + x_2 + x_3 = 2, \quad x_1 \mathbf{n}_1 + x_2 \mathbf{n}_2 + x_3 \mathbf{n}_3 = 0,$$

где $x_3 = 2\omega/\sqrt{s}$ — энергия глюона, \mathbf{n}_1 , \mathbf{n}_2 и \mathbf{n}_3 — единичные векторы вдоль импульсов партонов. Границы разрешенной области определяются уравнениями

$$x_k = |x_i \pm x_j| \quad (i \neq j \neq k).$$

Кривые $x_1 = x_2$, $x_2 = x_3$ и $x_1 = x_3$ разделяют диаграмму Далица на шесть различных областей. В области i_j энергии партонов удовлетворяют условиям

$$x_i \geq x_j \geq x_k \quad (i \neq j \neq k).$$

Обозначим $T_1 = T = \max(x_1, x_2, x_3)$, T_2 и T_3 — скейлинговые энергии более энергичной, второй энергичной и менее энергичной струи $T = T_1 \geq T_2 \geq T_3$. Выбирая ось z вдоль более энергичного партона и проводя интегрирование по T_2 (T_3 выражается через T и T_2 как $T_3 = 2 - T - T_2$) при фиксированном T в различных областях диаграммы Далица, находим корреляционные сечения σ_a как функции траста.

Спектрально-угловое распределение энергичной кварковой струи дается формулой

$$\begin{aligned}
\frac{d^4\sigma}{d\varphi d\chi d\cos\theta dT} = & \frac{2}{3} \frac{\alpha^2}{\pi^2} \alpha_s \{ [|F_{LL}|^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2)(1-h_1)(1+h_2) + \\
& + |F_{RR}|^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)(1+h_1)(1-h_2)](\sigma_A + \sigma_D) + (\sigma_A - \sigma_D) \times \\
\times & [|F_{LR}|^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2)(1+h_1)(1-h_2) + |F_{RL}|^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)(1-h_1)(1+h_2)] - \\
& - 2\eta_1\eta_2 [(1-h_1)(1+h_2)(\cos 2\varphi (\sigma_B \operatorname{Re}(F_{LL}F_{RL}^*) + \sigma_C \operatorname{Im}(F_{LL}F_{RL}^*))) + \\
& + \sin 2\varphi (\sigma_B \operatorname{Im}(F_{LL}F_{RL}^*) - \sigma_C \operatorname{Re}(F_{LL}F_{RL}^*))) + \\
& + (1+h_1)(1-h_2)(\cos 2\varphi (\sigma_B \operatorname{Re}(F_{LR}F_{RR}^*) + \sigma_C \operatorname{Im}(F_{LR}F_{RR}^*))) + \\
& + \sin 2\varphi (\sigma_B \operatorname{Im}(F_{LR}F_{RR}^*) - \sigma_C \operatorname{Re}(F_{LR}F_{RR}^*))) \} \}, \quad (3.11)
\end{aligned}$$

где σ_A , σ_B , σ_C и σ_D определяются прежними выражениями (3.10), но в них корреляционные сечения имеют вид

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_U}{dT} = & \frac{1+T^2}{1-T} \ln \frac{2T-1}{1-T} - \frac{(3T-2)(2+2T-T^2)}{2T(1-T)}, \\
\frac{d\sigma_L}{dT} = & 2 \frac{d\sigma_T}{dT} = \frac{3T-2}{T}, \\
\frac{d\sigma_I}{dT} = & \frac{\sqrt{2(2T-1)}}{T} - \frac{1}{\sqrt{2(1-T)}}, \\
\frac{d\sigma_P}{dT} = & \frac{d\sigma_F}{dT} = \frac{1+T^2}{1-T} \ln \frac{2T-1}{1-T} - \frac{(3T-2)(4-2T+T^2)}{2T(1-T)}. \quad (3.12)
\end{aligned}$$

Рассмотрим распределение кварковой струи по углам θ и φ . Интегрируя сечение (3.11) по углам χ , получим формулу

$$\begin{aligned}
\frac{d^3\sigma}{d\varphi d\cos\theta dT} = & \frac{\alpha^2}{\pi} \alpha_s s(\sigma_U + 2\sigma_L) \{ [|F_{LL}|^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2)(1-h_1)(1+h_2) + \\
& + |F_{RR}|^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)(1+h_1)(1-h_2)] [1 + \alpha(T) \cos^2\theta + 2\beta(T) \cos\theta] + \\
+ & [|F_{LR}|^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2)(1+h_1)(1-h_2) + |F_{RL}|^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)(1-h_1)(1+h_2)] \times \\
& \times [1 + \alpha(T) \cos^2\theta - 2\beta(T) \cos\theta] - 2\eta_1\eta_2 \sin^2\theta \times \\
& \times [(1+h_1)(1-h_2)(\cos 2\varphi \operatorname{Re}(F_{LR}F_{RR}^*) + \sin 2\varphi \operatorname{Im}(F_{LR}F_{RR}^*)) + \\
& + (1-h_1)(1+h_2)(\cos 2\varphi \operatorname{Re}(F_{LL}F_{RL}^*) + \sin 2\varphi \operatorname{Im}(F_{LL}F_{RL}^*)) \} \}, \quad (3.13)
\end{aligned}$$

где $\alpha(T) = (\sigma_U - 2\sigma_L) / (\sigma_U + 2\sigma_L)$, $\beta(T) = \sigma_P / (\sigma_U + 2\sigma_L)$.

Определим следующим образом сечения рождения кварковой струи в передней и задней полусферах при аннигиляции поляризованного позитрона и неполяризованного электрона (по поляризациям кварка и антикварка суммируются):

$$\sigma_F(\lambda_2) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 d \cos \theta \left(\frac{d^3\sigma}{d\varphi d \cos \theta dT} \right), \quad (3.14)$$

$$\sigma_B(\lambda_2) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{-1} d \cos \theta \left(\frac{d^3\sigma}{d\varphi d \cos \theta dT} \right). \quad (3.15)$$

Тогда на основе формулы (3.13) имеем

$$\begin{aligned} \sigma_{F(B)}(\lambda_2) = & \frac{8}{3} \alpha^2 \alpha_s s (\sigma_U + 2\sigma_L) \{ |F_{LL}|^2 (1 + \lambda_2) + \\ & + |F_{RR}|^2 (1 - \lambda_2) [3 + \alpha(T) \pm 3\beta(T)] + |F_{LR}|^2 (1 + \lambda_2) + \\ & + |F_{RL}|^2 (1 - \lambda_2) [3 + \alpha(T) \mp 3\beta(T)] \}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Эта формула приводит к следующим измеряемым на опыте интегральным характеристикам:

1) асимметрии вперед-назад в случае неполяризованных частиц

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \gamma(T) \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2}, \quad (3.17)$$

где

$$\gamma(T) = 3\beta(T) / [3 + \alpha(T)] = \frac{3}{4} \sigma_P / (\sigma_U + \sigma_L);$$

2) асимметрии вперед-назад с учетом продольной поляризации позитрона

$$\begin{aligned} A_{FB}(\lambda_2) &= \frac{\sigma_F(\lambda_2) - \sigma_B(\lambda_2)}{\sigma_F(\lambda_2) + \sigma_B(\lambda_2)} = \\ &= \gamma(T) \frac{(|F_{LL}|^2 - |F_{LR}|^2)(1 + \lambda_2) + (|F_{RR}|^2 - |F_{RL}|^2)(1 - \lambda_2)}{(|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2)(1 + \lambda_2) + (|F_{RR}|^2 + |F_{RL}|^2)(1 - \lambda_2)}; \end{aligned} \quad (3.18)$$

3) поляризационной асимметрии вперед-назад

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{FB}(\lambda_2) &= \frac{\sigma_F(\lambda_2) - \sigma_F(-\lambda_2) - \sigma_B(\lambda_2) + \sigma_B(-\lambda_2)}{\sigma_F(\lambda_2) + \sigma_F(-\lambda_2) + \sigma_B(\lambda_2) + \sigma_B(-\lambda_2)} = \\ &= \lambda_2 \gamma(T) \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RR}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RR}|^2}; \end{aligned} \quad (3.19)$$

4) поляризационной асимметрии вперед(назад)

$$A_{F(B)}(\lambda_2) = \frac{\sigma_{F(B)}(\lambda_2) - \sigma_{F(B)}(-\lambda_2)}{\sigma_{F(B)}(\lambda_2) + \sigma_{F(B)}(-\lambda_2)} =$$

$$= \lambda_2 \frac{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2 - |F_{RR}|^2 \pm \gamma(T)[|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RR}|^2]}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2 \pm \gamma(T)[|F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2]}; \quad (3.20)$$

5) право-левой поляризационной асимметрии

$$A_{RL} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} = \frac{|F_{LE}|^2 + |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2 - |F_{RR}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2}, \quad (3.21)$$

где $\sigma_R = \sigma_F(\lambda_2 = 1) + \sigma_B(\lambda_2 = 1)$ и $\sigma_L = \sigma_F(\lambda_2 = -1) + \sigma_B(\lambda_2 = -1)$ — сечения аннигиляции право- и левополяризованного позитрона.

Интегральные сечения рождения продольно-поляризованной кварковой струи при аннигиляции неполяризованной e^-e^+ -пары имеют вид

$$\sigma_{F(B)}(h_1) = \frac{4}{3} \alpha^2 \alpha_s s(\sigma_U + 2\sigma_L) \{ |F_{LL}|^2(1 - h_1) +$$

$$+ |F_{RR}|^2(1 + h_1) \} [3 + \alpha(T) \pm 3\beta(T)] + |F_{LR}|^2(1 + h_1) +$$

$$+ |F_{RL}|^2(1 - h_1) \} [3 + \alpha(T) \mp 3\beta(T)]. \quad (3.22)$$

Отсюда могут быть определены следующие P -нечетные электрослабые асимметрии:

$$P = \frac{\sigma(h_1 = 1) - \sigma(h_1 = -1)}{\sigma(h_1 = 1) + \sigma(h_1 = -1)} = \frac{|F_{RR}|^2 + |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2 - |F_{LL}|^2}{|F_{RR}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{LL}|^2}, \quad (3.23)$$

где $\sigma(h_1) = \sigma_F(h_1) + \sigma_B(h_1)$;

$$A_{FB}(h_1) = \frac{\sigma_F(h_1) - \sigma_B(h_1)}{\sigma_F(h_1) + \sigma_B(h_1)} =$$

$$= \gamma(T) \frac{(|F_{LL}|^2 - |F_{RL}|^2)(1 - h_1) + (|F_{RR}|^2 - |F_{LR}|^2)(1 + h_1)}{(|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2)(1 - h_1) + (|F_{RR}|^2 + |F_{LR}|^2)(1 + h_1)}; \quad (3.24)$$

$$\tilde{A}_{FB}(h_1) = \frac{\sigma_F(h_1) - \sigma_F(-h_1) - \sigma_B(h_1) + \sigma_B(-h_1)}{\sigma_F(h_1) + \sigma_F(-h_1) + \sigma_B(h_1) + \sigma_B(-h_1)} =$$

$$= h_1 \gamma(T) \frac{|F_{RR}|^2 + |F_{RL}|^2 - |F_{LL}|^2 - |F_{LR}|^2}{|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RR}|^2}; \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned}
 A_{F(B)}(h_1) &= \frac{\sigma_{F(B)}(h_1) - \sigma_{F(B)}(-h_1)}{\sigma_{F(B)}(h_1) + \sigma_{F(B)}(-h_1)} = \\
 &= h_1 \frac{|F_{RR}|^2 + |F_{LR}|^2 - |F_{LL}|^2 - |F_{RL}|^2 \pm \gamma(T)[|F_{RR}|^2 + |F_{RL}|^2 - |F_{LL}|^2 - |F_{LR}|^2]}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2 \pm \gamma(T)[|F_{LL}|^2 + |F_{RR}|^2 - |F_{LR}|^2 - |F_{RL}|^2]} \quad (3.26)
 \end{aligned}$$

При аннигиляции поперечно-поляризованной электрон-позитронной пары сечение (3.13) приводит к следующим спиновым асимметриям:

$$\begin{aligned}
 A_{\pi}^{(1)} &= \frac{\frac{2}{\eta_1 \eta_2} \int_0^{2\pi} \cos 2\varphi d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d^3 \sigma}{d\varphi d \cos \theta dT} \right)}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d^3 \sigma}{d\varphi d \cos \theta dT} \right)} = \\
 &= -\frac{\sigma_U - 2\sigma_L}{\sigma_U + \sigma_L} \frac{\operatorname{Re}(F_{LL} F_{RL}^* + F_{LR} F_{RR}^*)}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2}; \quad (3.27)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{\varphi}^{(2)} &= \frac{\frac{2}{\eta_1 \eta_2} \int_0^{2\pi} \sin 2\varphi d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d^3 \sigma}{d\varphi d \cos \theta dT} \right)}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d^3 \sigma}{d\varphi d \cos \theta dT} \right)} = \\
 &= -\frac{\sigma_U - 2\sigma_L}{\sigma_U + 2\sigma_L} \frac{\operatorname{Im}(F_{LL} F_{RL}^* + F_{LR} F_{RR}^*)}{|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2}. \quad (3.28)
 \end{aligned}$$

Отметим, что спиральные амплитуды и все рассмотренные выше поляризованные характеристики процессов $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$ в СМ обращаются в нуль при определенных энергиях сталкивающихся электрон-позитронных пучков. Интересно, что эти нули наблюдаются при тех же энергиях сталкивающихся e^-e^+ -пучков, что и для реакций двухструйного рождения адронов $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}$ (см. табл.3).

Распределение антикварковой струи по углам и трасту определяется той же формулой (3.13), что и кварковой струи, но при этом необходимо провести замены $\sigma_P \rightarrow -\sigma_P$ и $\sigma_F \rightarrow -\sigma_F$. Что касается распределения глюонной струи, то та же формула остается в силе, но при этом корреляционные сечения равны

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_U}{dT} &= \frac{2}{T} (2 - 2T + T^2) \left(\ln \frac{2T-1}{1-T} - \frac{3T-2}{T} \right), \\ \frac{d\sigma_L}{dT} &= 2 \frac{d\sigma_T}{dT} = \frac{4(1-T)(3T-2)}{T^2}, \\ \frac{d\sigma_I}{dT} &= \sqrt{2} \frac{(1-T)(2-T)}{T^2} \left(2\sqrt{2T-1} - \frac{T}{\sqrt{1-T}} \right), \\ \frac{d\sigma_P}{dT} &= \frac{d\sigma_F}{dT} = 0. \end{aligned} \quad (3.29)$$

В случае регистрации глюонной струи из-за $\sigma_P = 0$ асимметрии A_{FB} , $A_{FB}(\lambda_2)$, $\tilde{A}_{FB}(\lambda_2)$, $A_{FB}(h_1)$ и $\tilde{A}_{FB}(h_1)$ обращаются в нуль, поэтому по наличию этих асимметрий можно различать кварковую (антикварковую) и глюонную струи.

При суперсимметричном расширении КХД адронные струи могут быть рождены как кварками и глюонами, так и их суперсимметричными партнерами — скалярными кварками (\tilde{q}) и глюино (\tilde{g}). Так, в e^-e^+ -аннигиляции наряду с обычными двух- и трехструйнными рождениями адронов $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$ возможны и процессы рождения суперсимметричных струй, полученных в элементарных подпроцессах $e^-e^+ = \tilde{q}\bar{\tilde{q}}$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\bar{\tilde{q}}g$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\bar{\tilde{q}}\tilde{g}$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}\tilde{g}$ [53,58].

В суперструнной E_6 -модели процесс рождения пары скалярных кварков и глюона при электрон-позитронной аннигиляции

$$e^- + e^+ \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2, \dots) \rightarrow \tilde{q} + \bar{\tilde{q}} + g \quad (3.30)$$

описывается матричным элементом

$$M = e^2 \sum_i D_i(s) \bar{v} \gamma_\mu [g_{Le}^i (1 + \gamma_5) + g_{Re}^i (1 - \gamma_5)] u \gamma_\mu^i, \quad (3.31)$$

где

$$J_\mu^i = g_s \left(\frac{\lambda_m}{2} \right)_{\alpha\beta} e_\rho^m \left[\frac{2q_{1\rho}q_{2\mu}}{q_1k} + \frac{2q_{2\rho}q_{1\mu}}{q_2k} + 2\delta_{\rho\mu} \right] g_{\tilde{q}}^i,$$

q_1 , q_2 и k — 4-импульсы скалярного кварка, антикварка и глюона соответственно, $g_{\tilde{q}}^i$ — константы СНТ скалярного кварка, причем для $\tilde{q}_L(\tilde{q}_R)$ $g_{\tilde{q}_L}^i \equiv g_{Lq}^i$ ($g_{\tilde{q}_R}^i \equiv g_{Rq}^i$).

Процессу аннигиляции $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\bar{\tilde{q}}g$ соответствуют две спиральные амплитуды

$$M_A = \sum_i D_i(s) g_{Ae}^i g_{\bar{q}}^i \quad (A = R; L), \quad (3.32)$$

описывающие реакции $e_R^- e_L^+ \rightarrow \tilde{q} \bar{\tilde{q}} g$, $e_L^- e_R^+ \rightarrow \tilde{q} \bar{\tilde{q}} g$.

Дифференциальное сечение процесса (3.30) может быть представлено в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{d\varphi d\chi d\cos\theta dx_1 dx_2} = & \frac{4}{3} \frac{\alpha^2}{\pi^2} \alpha_s s \{ [|M_L|^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2) + \\ & + |M_R|^2 (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)] \sigma_A - 2\eta_1 \eta_2 [\cos 2\varphi (\operatorname{Re} (M_L M_R^*) \sigma_B + \\ & + \operatorname{Im} (M_L M_R^*) \sigma_C) + \sin 2\varphi (\operatorname{Im} (M_L M_R^*) \sigma_B - \operatorname{Re} (M_L M_R^*) \sigma_C)] \}, \quad (3.33) \end{aligned}$$

где σ_A , σ_B и σ_C даны формулой (3.10), а выражения корреляционных сечений σ_U , σ_L , σ_T и σ_I приведены в приложении 2.

Распределение скалярной кварковой или скалярной антикварковой струи в процессе $e^- e^+ \rightarrow \tilde{q} \bar{\tilde{q}} g$ по углам θ , φ и трасту T определяется формулой

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{d\varphi d\cos\theta dT} = & \frac{\alpha^2}{\pi} \alpha_s s (\sigma_U + 2\sigma_L) \{ [|M_L|^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2) + \\ & + |M_R|^2 (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)] [1 + \alpha(T) \cos^2\theta] - \\ & - 2\eta_1 \eta_2 \alpha(T) \sin^2\theta [\operatorname{Re} (M_L M_R^*) \cos 2\varphi + \operatorname{Im} (M_L M_R^*) \sin 2\varphi] \}, \quad (3.34) \end{aligned}$$

где

$$\alpha(T) = (\sigma_U - 2\sigma_L) / (\sigma_U + 2\sigma_L),$$

а выражения корреляционных сечений как функции траста даны в приложении 3.

Дифференциальное сечение (3.34) приводит к следующим асимметриям:

право-левой поляризационной асимметрии

$$A_{RL} = [|M_L|^2 - |M_R|^2] / [|M_L|^2 + |M_R|^2], \quad (3.35)$$

P -четной поперечной спиновой асимметрии

$$A_{\varphi}^{(1)} = - \frac{\sigma_U - 2\sigma_L}{\sigma_U + \sigma_L} \frac{\operatorname{Re} (M_L M_R^*)}{|M_L|^2 + |M_R|^2}, \quad (3.36)$$

P -нечетной поперечной спиновой асимметрии

$$A_{\varphi}^{(2)} = - \frac{\sigma_U - 2\sigma_L}{\sigma_U + \sigma_L} \frac{\operatorname{Im} (M_L M_R^*)}{|M_L|^2 + |M_R|^2}. \quad (3.37)$$

Поведение асимметрий (3.35)—(3.37) такое же, как и в процессах двухструйного рождения скалярных кварков $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, анализ их проводился в разд.2.

Важной характеристикой процессов (3.30) является распределение суперсимметричных струй по углам θ и χ , которое следует из формулы (3.33):

$$\frac{d^3\sigma}{d\chi d\cos\theta dT} = \frac{\alpha^2\alpha_s}{\pi} s(\sigma_U + 2\sigma_L)[|M_L|^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + |M_R|^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)] \times \\ \times [1 + \alpha(T)\cos^2\theta + \beta_1(T)\sin^2\theta\cos 2\chi + \gamma_1(T)\sin 2\theta\cos\chi], \quad (3.38)$$

где $\beta_1(T)$ и $\gamma_1(T)$ — параметры асимметрии, определяемые корреляционными сечениями:

$$\beta_1(T) = 2\sigma_T/(\sigma_U + 2\sigma_L), \quad \gamma_1(T) = -2\sqrt{2}\sigma_T/(\sigma_U + 2\sigma_L).$$

Экспериментальное изучение асимметрий A_{RL} , $A_\phi^{(1)}$ и $A_\phi^{(2)}$, а также параметров асимметрии $\alpha(T)$, $\beta_1(T)$ и $\gamma_1(T)$ открывает большие перспективы для тщательного испытания СМ электрослабого взаимодействия и установления точной структуры СНТ при высоких энергиях.

4. СПИРАЛЬНЫЕ АМПЛИТУДЫ И ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ АСИММЕТРИИ ПРОЦЕССОВ $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$, $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$

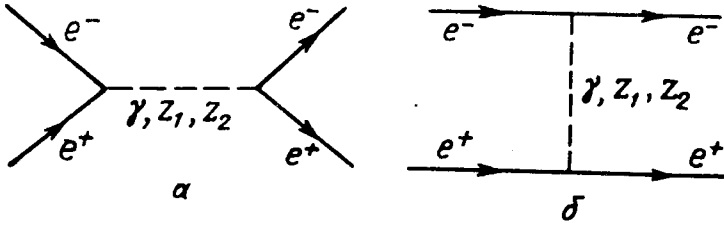
Одними из наиболее интересных электрослабых процессов являются процессы упругого электрон-позитронного и электрон-электронного рассеяния:

$$e^- + e^+ \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2, \dots) \rightarrow e^- + e^+, \quad (4.1)$$

$$e^- + e^- \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2, \dots) \rightarrow e^- + e^-, \quad (4.2)$$

которые в настоящее время интенсивно исследуются экспериментально. Изучение процессов упругого электрон-позитронного и электрон-электронного рассеяния при высоких энергиях, где вклад дополнительного гипотетического Z' -бозона становится заметным, может явиться следующим этапом проверки теоретических представлений о слабых взаимодействиях лептонов.

В суперструнной E_6 -модели процесс упругого электрон-позитронного рассеяния (4.1) описывается s - и t -канальными диаграммами, приведенными на рис.6,а и б.

Рис.6. Диаграммы процесса $e^-e^+ \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2) \rightarrow e^-e^+$

Аннигиляционным диаграммам соответствуют четыре независимые спиральные амплитуды, которые описывают следующие процессы:

$$\begin{aligned} e_L^- + e_R^+ &\rightarrow e_L^- + e_R^+, & e_L^- + e_R^+ &\rightarrow e_R^- + e_L^+, \\ e_R^- + e_L^+ &\rightarrow e_L^- + e_R^+, & e_R^- + e_L^+ &\rightarrow e_R^- + e_L^+. \end{aligned}$$

Дифференциальные сечения, соответствующие этим четырем процессам, имеют вид [23]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^+ \rightarrow e_L^- e_R^+) &= \frac{\alpha^2}{s} u^2 |F_{LL}(s)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^+ \rightarrow e_R^- e_L^+) &= \frac{\alpha^2}{s} t^2 |F_{LR}(s)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^+ \rightarrow e_L^- e_R^+) &= \frac{\alpha^2}{s} t^2 |F_{RL}(s)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^+ \rightarrow e_R^- e_L^+) &= \frac{\alpha^2}{s} u^2 |F_{RR}(s)|^2. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Здесь

$$F_{AB}(s) = \sum_{i=\gamma, Z_1, Z_2} D_i(s) g_{Ae}^i g_{Be}^i \quad (A, B = L; R) \quad (4.4)$$

— s -канальные спиральные амплитуды; $u = (s/2)(1 + \cos \theta)$, $t = (s/2) \times (1 - \cos \theta)$ — кинематические переменные; $D_i(s)$ — пропагатор векторного i -бозона; θ — угол рассеяния электрона.

Сохранение спиральности фермионов при высоких энергиях приводит к тому, что и для t -канальных диаграмм должны возникать только четыре независимые спиральные амплитуды, описывающие процессы

$$e_L^- + e_R^+ \rightarrow e_L^- + e_R^+, \quad e_L^- + e_L^+ \rightarrow e_L^- + e_L^+,$$

$$e_R^- + e_L^+ \rightarrow e_R^- + e_L^+, \quad e_R^- + e_R^+ \rightarrow e_R^- + e_R^+.$$

Этим процессам соответствуют следующие дифференциальные сечения:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^+ \rightarrow e_L^- e_R^+) &= \frac{\alpha^2}{s} u^2 |F_{LL}(t)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_L^+ \rightarrow e_L^- e_L^+) &= \alpha^2 s |F_{LR}(t)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^+ \rightarrow e_R^- e_L^+) &= \frac{\alpha^2}{s} u^2 |F_{RR}(t)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_R^+ \rightarrow e_R^- e_R^+) &= \alpha^2 s |F_{RL}(t)|^2. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Здесь

$$F_{AB}(t) = \sum_{i=\gamma, Z_1, Z_2} D_i(t) g_{Ae}^i g_{Be}^i \quad (A, B = L; R), \quad (4.6)$$

— t -канальные спиральные амплитуды.

Из четырех s - и четырех t -канальных спиральных амплитуд интерферируют между собой только две амплитуды, описывающие процессы

$$e_L^- + e_R^+ \rightarrow e_L^- + e_R^+, \quad e_R^- + e_L^+ \rightarrow e_R^- + e_L^+.$$

Таким образом, процесс упругого электрон-позитронного рассеяния характеризуется всего шестью независимыми спиральными амплитудами, описывающими процессы

$$\begin{aligned} 1) e_L^- + e_R^+ \rightarrow e_L^- + e_R^+, \quad 2) e_R^- + e_L^+ \rightarrow e_R^- + e_L^+, \quad 3) e_L^- + e_L^+ \rightarrow e_L^- + e_L^+ \\ 4) e_R^- + e_R^+ \rightarrow e_R^- + e_R^+, \quad 5) e_L^- + e_R^+ \rightarrow e_R^- + e_L^+, \quad 6) e_R^- + e_L^+ \rightarrow e_L^- + e_R^+. \end{aligned}$$

Дифференциальные сечения, соответствующие этим процессам:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^+ \rightarrow e_L^- e_R^+) &= \frac{\alpha^2}{s} u^2 |F_{LL}(s, t)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^+ \rightarrow e_R^- e_L^+) &= \frac{\alpha^2}{s} u^2 |F_{RR}(s, t)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_L^+ \rightarrow e_L^- e_L^+) &= \alpha^2 s |F_{LR}(t)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_R^+ \rightarrow e_R^- e_R^+) &= \alpha^2 s |F_{RL}(t)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^+ \rightarrow e_R^- e_L^+) &= \frac{\alpha^2}{s} t^2 |F_{LR}(s)|^2, \\ \frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^+ \rightarrow e_L^- e_R^+) &= \frac{\alpha^2}{s} t^2 |F_{RL}(s)|^2. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Здесь введены обозначения

$$F_{LL}(s, t) = F_{LL}(s) + F_{LL}(t), \quad F_{RR}(s, t) = F_{RR}(s) + F_{RR}(t).$$

В СМ спиральные амплитуды $F_{LR}(s)$ и $F_{RL}(s)$, описывающие процессы $e_L^- e_R^+ \rightarrow e_R^- e_L^+$ и $e_R^- e_L^+ \rightarrow e_L^- e_R^+$, имеют нули при энергии сталкивающихся $e^- e^+$ -пучков $\sqrt{s} = \sqrt{2} M_Z \cos \theta_W$. В связи с этим становится актуальным тщательное исследование данного процесса в случае поляризованных $e^- e^+$ -пучков.

Эксперименты по $e^- e^+$ -рассеянию с продольно-поляризованными пучками вблизи указанных энергий могут рассматриваться как альтернативный тест СМ, а также как способ исследования новой физики.

Если поляризация конечных частиц не изменяется, то процесс упругого электрон-позитронного рассеяния характеризуется четырьмя амплитудами

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^+ \rightarrow e^- e^+) = \frac{\alpha^2}{s} [u^2 |F_{LL}(s, t)|^2 + t^2 |F_{LR}(s)|^2],$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^+ \rightarrow e^- e^+) = \frac{\alpha^2}{s} [u^2 |F_{RR}(s, t)|^2 + t^2 |F_{RL}(s)|^2],$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_L^+ \rightarrow e^- e^+) = \alpha^2 s |F_{LR}(t)|^2,$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_R^+ \rightarrow e^- e^+) = \alpha^2 s |F_{RL}(t)|^2. \quad (4.8)$$

Обозначим λ_1 и h_1 (λ_2 и h_2) спиральности начального и конечного электронов (позитронов). Тогда дифференциальное сечение процесса $e^- e^+ \rightarrow e^- e^+$ может быть представлено в виде [23]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{16s} \{ u^2 [|F_{LL}(s, t)|^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 - h_1)(1 + h_2) + \\ & + |F_{RR}(s, t)|^2 (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2)] + \\ & + s^2 |F_{LR}(t)|^2 [(1 - \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 - h_1)(1 - h_2) + (1 + \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 + h_1)(1 + h_2)] + \\ & + t^2 |F_{LR}(s)|^2 [(1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2) + (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 - h_1)(1 + h_2)] \}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Эффекты суперструнного Z'-бозона проявляются в различных характеристиках процесса $e^- e^+ \rightarrow e^- e^+$, выражения которых могут быть получены из общей формулы эффективного сечения (4.9). Среди этих характеристик особый интерес представляет P-нечетная право-левая асимметрия A_{RL} , которая определяется как

$$A_{RL} = (d\sigma_R - d\sigma_L) / (d\sigma_R + d\sigma_L) = B_4 / (B_1 + B_2 + B_3), \quad (4.10)$$

где

$$B_1 = 2s^2 |F_{LR}(t)|^2, \quad B_2 = 2t^2 |F_{LR}(s)|^2, \\ B_{3,4} = u^2 [|F_{RR}(s, t)|^2 \pm |F_{LL}(s, t)|^2],$$

$d\sigma_R$ и $d\sigma_L$ — сечения рассеяния право- и левополяризованного электрона на неполяризованном позитроне.

С целью выявления эффектов суперструнного Z' -бозона наряду с право-левой асимметрией A_{RL} рассмотрим и следующие поляризационные характеристики процесса (4.1):

$$A_{\lambda_1} = \frac{1}{\lambda_1} \frac{d\sigma(\lambda_1) - d\sigma(-\lambda_1)}{d\sigma(\lambda_1) + d\sigma(-\lambda_1)} = -A_{\lambda_2} = A_{RL}, \quad (4.11)$$

$$A_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2) - d\sigma(-\lambda_1, -\lambda_2)}{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2) + d\sigma(-\lambda_1, -\lambda_2)} = \frac{(\lambda_1 - \lambda_2) B_4}{B_1(1 + \lambda_1 \lambda_2) + (B_2 + B_3)(1 - \lambda_1 \lambda_2)}, \quad (4.12)$$

$$\tilde{A}_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2) - d\sigma(-\lambda_1, \lambda_2) - d\sigma(\lambda_1, -\lambda_2) + d\sigma(-\lambda_1, -\lambda_2)}{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2) + d\sigma(-\lambda_1, \lambda_2) + d\sigma(\lambda_1, -\lambda_2) + d\sigma(-\lambda_1, -\lambda_2)} = \\ = (B_1 - B_2 - B_3) / (B_1 + B_2 + B_3), \quad (4.13)$$

$$N_{\lambda} = \frac{d\sigma(\lambda_1) - d\sigma(\lambda_1 = 0)}{d\sigma(\lambda_1) + d\sigma(\lambda_1 = 0)} = \frac{\lambda_1 B_4}{2(B_1 + B_2 + B_3) + \lambda_1 B_4}, \quad (4.14)$$

$$P = \frac{d\sigma(h_1 = 1) - d\sigma(h_1 = -1)}{d\sigma(h_1 = 1) + d\sigma(h_1 = -1)} = A_{RL}, \quad (4.15)$$

$$P(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2, h_1 = 1) - d\sigma(\lambda_1, \lambda_2, h_1 = -1)}{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2, h_1 = 1) + d\sigma(\lambda_1, \lambda_2, h_1 = -1)} = \\ = \frac{B_1(\lambda_1 + \lambda_2) + (B_3 - B_2)(\lambda_1 - \lambda_2) + B_4(1 - \lambda_1 \lambda_2)}{B_1(1 + \lambda_1 \lambda_2) + (B_2 + B_3)(1 - \lambda_1 \lambda_2) + B_4(\lambda_1 - \lambda_2)}. \quad (4.16)$$

Заметим, что если спины электрона и позитрона до рассеяния антипараллельны ($\lambda_1 = \lambda_2 = \pm 1$), то, как следует из формулы (4.16), рассеянные электроны останутся полностью продольно-поляризованными $P(\lambda_1 = \lambda_2 = \pm 1) = (\lambda_1 + \lambda_2) / (1 + \lambda_1 \lambda_2) = \pm 1$.

Такой же результат был получен в работе [59] за счет электромагнитного механизма электрон-позитронного рассеяния.

Дифференциальное сечение процесса (4.1) при поперечных поляризациях начальных частиц имеет вид (по поляризациям конечных частиц проводится суммирование):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} [B_1 + B_2 + B_3 + \eta_1 \eta_2 (B_5 \cos 2\varphi + B_6 \sin 2\varphi)], \quad (4.17)$$

где

$$B_5 = -2ut [\operatorname{Re} (F_{LL}(s)F_{RL}^*(s)) + \operatorname{Re} (F_{LR}(s) \cdot F_{RR}^*(s)) + \\ + \operatorname{Re} (F_{LR}(s) \cdot (F_{LL}^*(t) + F_{RR}^*(t))),$$

$$B_6 = -2ut [\operatorname{Im} (F_{LL}(s)F_{RL}^*(s)) + \operatorname{Im} (F_{LR}(s)F_{RR}^*(s)) + \\ + \operatorname{Im} (F_{LR}(s)(F_{LL}^*(t) - F_{RR}^*(t)))],$$

φ — азимутальный угол вылета электрона, η_1 и η_2 — поперечные поляризации электрона и позитрона.

Из (4.17) могут быть определены измеряемые на опыте поперечно-спиновые асимметрии

$$A_\varphi^{(1)} = \frac{\frac{e}{\eta_1 \eta_2} \int_0^{2\pi} \cos 2\varphi d\varphi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\int_0^{2\pi} d\varphi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)} = \frac{B_5}{B_1 + B_2 + B_3}, \quad (4.18)$$

$$A_\varphi^{(2)} = \frac{\frac{2}{\eta_1 \eta_2} \int_0^{2\pi} \sin 2\varphi d\varphi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\int_0^{2\pi} d\varphi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)} = \frac{B_6}{B_1 + B_2 + B_3}. \quad (4.19)$$

Перейдем теперь к рассмотрению процесса упругого электрон-электронного рассеяния (4.2). Реакции $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$, как и упругому электрон-позитронному рассеянию, соответствуют всего шесть спиральных амплитуд, которые описывают следующие процессы:

- 1) $e_L^- + e_L^- \rightarrow e_L^- + e_L^-$; 2) $e_R^- + e_R^- \rightarrow e_R^- + e_R^-$; 3) $e_L^- + e_R^- \rightarrow e_L^- + e_R^-$;
- 4) $e_R^- + e_L^- \rightarrow e_R^- + e_L^-$; 5) $e_L^- + e_R^- \rightarrow e_R^- + e_L^-$; 6) $e_R^- + e_L^- \rightarrow e_L^- + e_R^-$.

Этим процессам соответствуют следующие дифференциальные сечения:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_L^- \rightarrow e_L^- e_L^-) = \alpha^2 s |F_{LL}(u) + F_{LL}(t)|^2,$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_R^- \rightarrow e_R^- e_R^-) &= \alpha^2 s |F_{RR}(u) + F_{RR}(t)|^2, \\
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^- \rightarrow e_L^- e_R^-) &= \frac{\alpha^2}{s} u^2 |F_{LR}(t)|^2, \\
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^- \rightarrow e_R^- e_L^-) &= \frac{\alpha^2}{s} u^2 |F_{RL}(t)|^2, \\
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^- \rightarrow e_R^- e_L^-) &= \frac{\alpha^2}{s} t^2 |F_{LR}(u)|^2, \\
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^- \rightarrow e_L^- e_R^-) &= \frac{\alpha^2}{s} t^2 |F_{RL}(u)|^2.
\end{aligned} \tag{4.20}$$

Здесь

$$F_{AB}(u) = \sum_{i=\gamma, Z_1, Z_2} D_i(u) g_{Ae}^i g_{Be}^i \quad (A, B = L; R).$$

Если поляризация конечных частиц не измеряется, то процесс (4.2) характеризуется четырьмя амплитудами:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_L^- \rightarrow e^- e^-) &= \alpha^2 s |F_{LL}(u) + F_{LL}(t)|^2, \\
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_R^- \rightarrow e^- e^-) &= \alpha^2 s |F_{RR}(u) + F_{RR}(t)|^2, \\
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_L^- e_R^- \rightarrow e^- e^-) &= \frac{\alpha^2}{s} [u^2 |F_{LR}(t)|^2 + t^2 |F_{LR}(u)|^2], \\
\frac{d\sigma}{d\Omega} (e_R^- e_L^- \rightarrow e^- e^-) &= \frac{\alpha^2}{s} [u^2 |F_{RL}(t)|^2 + t^2 |F_{RL}(u)|^2].
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Наиболее общее выражение для дифференциального сечения реакции $e^- e^- \rightarrow e^- e^-$ с учетом продольных поляризаций всех частиц представляется в виде [23]:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{16s} \left\{ s^2 [|F_{LL}(u) + F_{LL}(t)|^2 (1 - \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 - h_1)(1 - h_2) + \right. \\
&\quad \left. + |F_{RR}(u) + F_{RR}(t)|^2 (1 + \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 + h_1)(1 + h_2)] + \right. \\
&\quad \left. + u^2 |F_{LR}(t)|^2 [(1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 - h_1)(1 + h_2) + (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2)] + \right. \\
&\quad \left. + t^2 |F_{RL}(u)|^2 [(1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2) + (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 - h_1)(1 + h_2)] \right\}. \tag{4.22}
\end{aligned}$$

Здесь λ_1 и λ_2 (h_1 и h_2) — спиральности электронов до (после) рассеяния.

Пользуясь формулой (22), можно получить следующие выражения для измеряемых на опыте поляризационных характеристик процесса:

$$A_{RL} = \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L} = \frac{C_4}{C_1 + C_2 + C_3}, \quad (4.23)$$

$$A_{\lambda_1} = \frac{1}{\lambda_1} \frac{d\sigma(\lambda_1) - d\sigma(-\lambda_1)}{d\sigma(\lambda_1) + d\sigma(-\lambda_1)} = A_{\lambda_2} = A_{RL}, \quad (4.24)$$

$$A_{\lambda_1\lambda_2} = \frac{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2) - d\sigma(-\lambda_1, -\lambda_2)}{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2) + d\sigma(-\lambda_1, -\lambda_2)} = \frac{(\lambda_1 + \lambda_2)C_4}{(C_1 + C_3)(1 + \lambda_1\lambda_2) + C_2(1 - \lambda_1\lambda_2)}, \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{\lambda_1\lambda_2} &= \frac{1}{\lambda_1\lambda_2} \frac{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2) - d\sigma(-\lambda_1, \lambda_2) - d\sigma(\lambda_1, -\lambda_2) + d\sigma(-\lambda_1, -\lambda_2)}{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2) + d\sigma(-\lambda_1, \lambda_2) + d\sigma(\lambda_1, -\lambda_2) + d\sigma(-\lambda_1, -\lambda_2)} = \\ &= (C_1 - C_2 + C_3) / (C_1 + C_2 + C_3), \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$N_{\lambda} = \frac{d\sigma(\lambda_1) - d\sigma(\lambda_1 = 0)}{d\sigma(\lambda_1) + d\sigma(\lambda_1 = 0)} = \frac{\lambda_1 C_4}{2(C_1 + C_2 + C_3) + \lambda_1 C_4}, \quad (4.27)$$

$$P = \frac{d\sigma(h_1 = 1) - d\sigma(h_1 = -1)}{d\sigma(h_1 = 1) + d\sigma(h_1 = -1)} = A_{RL}, \quad (4.28)$$

$$\begin{aligned} P(\lambda_1, \lambda_2) &= \frac{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2, h_1 = 1) - d\sigma(\lambda_1, \lambda_2, h_1 = -1)}{d\sigma(\lambda_1, \lambda_2, h_1 = 1) + d\sigma(\lambda_1, \lambda_2, h_1 = -1)} = \\ &= \frac{(C_1 - C_2)(\lambda_1 - \lambda_2) + C_3(\lambda_1 + \lambda_2) + C_4(1 + \lambda_1\lambda_2)}{(C_1 + C_2)(1 - \lambda_1\lambda_2) + C_3(1 + \lambda_1\lambda_2) + C_4(\lambda_1 + \lambda_2)}. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Здесь введены обозначения

$$C_1 = 2u^2 |F_{LR}(t)|^2, \quad C_2 = 2t^2 |F_{LR}(u)|^2,$$

$$C_{3,4} = s^2 [|F_{RR}(t) + F_{RR}(u)|^2 \pm |F_{LL}(t) + F_{LL}(u)|^2].$$

Из формулы (4.29) следует, что при рассеянии электронов с одинаковыми спиральностями ($\lambda_1 = \lambda_2$) степень продольной поляризации электрона равна

$$P(\lambda_1 = \lambda_2 = \pm 1) = \pm 1,$$

т.е., если спины электронов первоначально антипараллельны, то рассеянные электроны останутся полностью продольно-поляризованными. Такой результат был получен в [59] за счет электромагнитного механизма рассеяния $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$.

Мы провели расчеты поляризационных характеристик процессов (4.1) и (4.2) при углах ($Z - Z'$)-смешивания $\Phi = -0,1; -0,05; 0; 0,05$ и $0,1$ рад. Для угла рассеяния электрона выбрано значение $\theta = 90^\circ$.

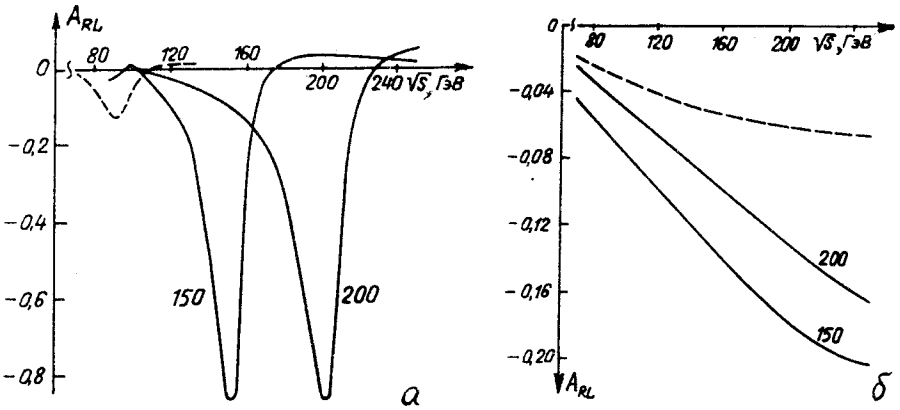


Рис.7. Зависимость асимметрии A_{RL} от энергии в процессах а) $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ и б) $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ при $\Phi = 0,1$ рад, $\theta_E = 90^\circ$ и различных массах Z_2 -бозона (цифры у кривых — масса M_{Z_2} в ГэВ). Штриховые кривые описывают предсказания СМ

На рис.7 представлена энергетическая зависимость право-левой асимметрии A_{RL} при $\theta_E = 90^\circ$, $\Phi = 0,1$ рад и различных массах M_{Z_2} . Видно, что в СМ в реакции $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ с ростом энергии асимметрия A_{RL} по модулю увеличивается и достигает максимума в Z -пике (при $\sqrt{s} = M_Z$), затем A_{RL} уменьшается и обращается в нуль при энергии $\sqrt{s} = 1,15M_Z$. При переходе через точку $\sqrt{s} = 2M_Z$ поляризационная асимметрия A_{RL} вторично меняет знак на противоположный. Наблюдение предсказанного поведения асимметрии A_{RL} при высоких энергиях явилось бы новым доказательством справедливости СМ.

В суперструнной E_6 -модели нули и максимум асимметрии A_{RL} сохраняются, но сдвинуты вправо. Максимум асимметрии наблюдается в Z_2 -пике (при $\sqrt{s} = M_{Z_2}$). Изучение право-левой асимметрии A_{RL} представляет большой интерес для определения массы дополнительного Z' -бозона.

В СМ в процессе упругого электрон-электронного рассеяния увеличение энергии приводит к монотонному спаду асимметрии A_{RL} . Предсказания E_6 -модели значительно отличаются от результатов СМ, причем отклонение от СМ увеличивается с ростом энергии $e^-e^-(e^-e^+)$ -пучков и уменьшением массы дополнительного бозона.

Аналогичное поведение наблюдается и для эффекта поляризации электронного пучка N_λ . Значение N_λ очень чувствительно к знаку λ_1 . Например, при $\lambda_1 = -1$ N_λ достигает 80%, а при $\lambda_1 = 1$ $N_\lambda \sim 30\%$.

Поперечная спиновая асимметрия $A_\phi^{(2)}$ определяется мнимыми частями пропагаторов бозонов и поэтому достигает максимального значения вблизи резонансной энергии $\sqrt{s} = M_i$. В Z-полюсе ($\sqrt{s} \sim 90$ ГэВ) асимметрия $A_\phi^{(2)} = -0,8\%$. Однако в Z'-резонансе $A_\phi^{(2)}$ достигает десятков процентов и чувствительна к углам смешивания θ_E и Φ .

Заметим, что в СМ право-левая асимметрия A_{RL} , поперечно-спиновая асимметрия $A_\phi^{(2)}$ и эффект поляризации электронного пучка N_λ , возникающие в процессах $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$, $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ за счет $(\gamma-Z)$ -интерференции, оказываются пропорциональными векторной константе g_{Ve}^Z , и при $\sin^2\theta_W = 0,23$ они сильно подавлены. Однако в суперструнной E_6 -модели с двумя бозонами в асимметриях A_{RL} , $A_\phi^{(2)}$ и N_λ появляется дополнительный $(\gamma-Z')$ -интерференционный член, играющий решающую роль в области энергий $\sqrt{s} \sim M_{Z'}$.

Что касается асимметрий $A_\phi^{(1)}$, $A_{\lambda_1\lambda_2}$ и степени продольной поляризации электрона $P(\lambda_1, \lambda_2)$, то они достигают значений порядка 100% и в СМ, а заметное влияние дополнительного бозона на эти характеристики наблюдается при более высоких энергиях.

5. СУПЕРСТРУННЫЙ Z'-БОЗОН В $e^-e^+ \rightarrow VX$ АННИГИЛЯЦИИ

В настоящее время центральное место в физике элементарных частиц занимает экспериментальное и теоретическое исследование образования адронов на встречных e^-e^+ -пучках высоких энергий, т.к. это создает наиболее благоприятные условия для изучения структуры частиц и проверки справедливости предсказаний различных составных моделей (кварковых, партонных и т.д.). Особый интерес представляют реакции типа $e^-e^+ \rightarrow N +$ адроны, так как эти процессы кросс-сопряжены к реакциям неупругого рассеяния $eN \rightarrow e +$ адроны и вместе с ними позволяют получить информацию о структурных функциях адронов во всей области изменения квадрата передаваемого импульса.

В этом разделе изучаются эффекты суперструнного Z'-бозона в процессах инклюзивной аннигиляции продольно-поляризованной e^-e^+ -пары в ад-

роны с одним выделенным барионом B в конечном состоянии с измеряемой в эксперименте поляризацией [22,24]:

$$e^- + e^+ \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2, \dots) \rightarrow B + X. \quad (5.1)$$

Здесь X — система недетектируемых адронов.

Процесс инклюзивного рождения бариона B с 4-импульсом p и спиральностью h в e^-e^+ -аннигиляции описывается матричным элементом

$$M = e^2 \sum_i \bar{v} \gamma_\mu [G_L^i(1 + \gamma_5) + G_R^i(1 - \gamma_5)] u \langle B(p, h) X | J_\mu^i | 0 \rangle, \quad (5.2)$$

где $G_{L(R)}^i = g_{L(R)e}^i D_i(s)$; суммирование проводится по всем калибровочным бозонам $i = \gamma, Z_1, Z_2$ (в дальнейшем знак суммы опускается); J_μ^i — адронный ток, описывающий переход $i \rightarrow BX$.

Дифференциальное сечение реакции (5.1) может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4} \beta x dx L_{\mu\nu}^{ik} \bar{H}_{\mu\nu}^{ck}, \quad (5.3)$$

где $x = 2E_B/\sqrt{s}$ — энергия бариона в единицах энергии электрона; β и $\Omega(\theta, \phi)$ — скорость и телесный угол вылета бариона; $L_{\mu\nu}^{ik}$ и $\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$ — лептонные и адронные тензоры. Черта над тензором $H_{\mu\nu}^{ik}$ означает суммирование по поляризациям и интегрирование по импульсам недетектируемых адронов:

$$\bar{H}_{\mu\nu}^{ik} = (2\pi)^3 \int \langle B(p, h) X | J_\mu^i | 0 \rangle \langle B(p, h) X | J_\nu^k | 0 \rangle^* \delta(q - p - p_x) d\Phi_x. \quad (5.4)$$

Здесь q — передаваемый адронам 4-импульс; p_x и $d\Phi_x$ — суммарный 4-импульс и фазовый объем адронной системы X .

Из (5.4) следует, что тензор $\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$ зависит от спиральности бариона h и 4-импульсов p, q и представляет собой сумму тензора и псевдотензора. В общем случае для тензора $\bar{H}_{\mu\nu}^{ik}$ имеем

$$\begin{aligned} \bar{H}_{\mu\nu}^{ik} = & (W_1^{ik} + hT_1^{ik})(\delta_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2) - (W_2^{ik} + hT_2^{ik}) \frac{1}{q^2} \times \\ & \times \left(q_\mu - p_\mu \frac{q^2}{pq} \right) \left(q_\nu - p_\nu \frac{q^2}{pq} \right) + (W_3^{ik} + hT_3^{ik}) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho q_\sigma / pq + \\ & + (W_4^{ik} + hT_4^{ik}) q_\mu q_\nu / q^2 + (W_5^{ik} + hT_5^{ik})(p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) / pq + \\ & + (W_6^{ik} + hT_6^{ik})(p_\mu q_\nu - p_\nu q_\mu) / pq. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Здесь W_r^{ik} и T_r^{ik} ($r=1\div 6$) — структурные функции адронов, зависящие от двух инвариантов s и $v = -pq$ (или от s и $x = 2v/s$). Из них $W_{1,2,4,5,6}^{ik}$ и T_3^{ik} сохраняют P -инвариантность, а W_3^{ik} и $T_{1,2,4,5,6}^{ik}$ ее нарушают.

В пределе нулевой массы электрона лептонные тензоры сохраняются: $L_{\mu\nu}^{ik} q_\mu = L_{\mu\nu}^{ik} q_\nu = 0$, поэтому структурные функции $W_{4,5,6}^{ik}$ и $T_{4,5,6}^{ik}$ вклада в сечение не дают. В результате сечение процесса (5.1) определяется структурными функциями $W_{1,2,3}^{ik}$ и $T_{1,2,3}^{ik}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega dx} = \frac{\alpha^2}{4} s \beta x \{ & [g_1^{ik}(1 - \lambda_1 \lambda_2) + g_2^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)] [2(W_1^{ik} + hT_1^{ik}) + \\ & + (W_2^{ik} + hT_2^{ik}) \beta^2 \sin^2 \theta] + 2[g_2^{ik}(1 - \lambda_1 \lambda_2) + g_1^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)] \times \\ & \times (W_3^{ik} + hT_3^{ik}) \beta \cos \theta - \eta_1 \eta_2 (g_3^{ik} \cos 2\varphi + ig_4^{ik} \sin 2\varphi) \times \\ & \times (W_2^{ik} + hT_2^{ik}) \beta^2 \sin^2 \theta \}, \end{aligned} \quad (5.6)$$

где

$$g_{1(2)}^{ik} = G_L^i G_L^{k*} \pm G_R^i G_R^{k*}, \quad g_{3(4)}^{ik} = G_R^i G_L^{k*} \pm G_L^i G_R^{k*}.$$

Если электрон (позитрон) обладает правой (левой) спиральностью, то из формулы (5.6) имеем сечение

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^- e_L^+ \rightarrow BX)}{d\Omega dx} = \alpha^2 s \beta x G_R^i G_R^{k*} [& 2W_1^{ik} + W_2^{ik} \beta^2 \sin^2 \theta - \\ & - 2W_3^{ik} \beta \cos \theta + h(2T_1^{ik} + T_2^{ik}) \beta^2 \sin^2 \theta - 2T_3^{ik} \beta \cos \theta]. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Если же электрон (позитрон) лево(право) поляризован, то сечение равно

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^- e_L^+ \rightarrow BX)}{d\Omega dx} = \alpha^2 s \beta x G_L^i G_L^{k*} [& 2W_1^{ik} + W_2^{ik} \beta^2 \sin^2 \theta + \\ & + 2W_3^{ik} \beta \cos \theta + h(2T_1^{ik} + T_2^{ik}) \beta^2 \sin^2 \theta + 2T_3^{ik} \beta \cos \theta]. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Отсюда следует, что изучение реакций (5.1) с левополяризованными электронами e_L^- (или правополяризованными позитронами e_R^+) позволяет получить информацию о левых константах связи с калибровочными бозонами g_{Le}^i , в то время как сечение аннигиляции правополяризованных электронов e_R^- (или левополяризованных позитронов e_L^+) содержит сведения о правых константах связи g_{Re}^i .

Найдем структурные функции в кварк-партонной модели, согласно которой процесс (5.1) происходит в два этапа: сначала калибровочным бозоном i рождается кварк-антикварковая пара, которая затем фрагментирует в адроны. Предположим, что в конечном состоянии регистрируется быстрый барион B , несущий долю импульса кварка $x = E_B'/E_q = 2E_B'/\sqrt{s} \sim 1$. Естественно считать, что такой барион формируется из быстрого кварка, летящего в том же направлении, быстрый кварк подхватывает недостающие кварки из моря и образует быстрый барион B .

Дифференциальное сечение реакции (5.1) в кварк-партонной модели может быть записано в виде

$$\frac{d\sigma}{dx d\Omega} = \sum_{q, h_q} \frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q} D_{q, h_q}^{B, h}(x) + \sum_{\bar{q}, h_{\bar{q}}} \frac{d\sigma_{\bar{q}}(h_{\bar{q}})}{d\Omega_{\bar{q}}} D_{\bar{q}, h_{\bar{q}}}^{B, h}(x). \quad (5.9)$$

Здесь сумма берется по всем кварковым ароматам; $D_{q, h_q}^{B, h}(x)(D_{\bar{q}, h_{\bar{q}}}^{B, h}(x))$ — функция фрагментации кварка (антикварка) со спиральностью $h_q(h_{\bar{q}})$ в барион с продольной поляризацией h , а дифференциальное сечение элементарного подпроцесса $e^-e^+ \rightarrow (\gamma, Z_1, Z_2) \rightarrow q\bar{q}$, определяющее угловое распределение продольно-поляризованных кварков, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_q(h_q)}{d\Omega_q} &= \frac{\alpha^2 N_c s}{2} \{ [g_1^{ik}(1 - \lambda_1 \lambda_2) + g_2^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)](g_1^{ik} - h_q q_2^{ik}) \times \\ &\times (1 + \cos^2 \theta) + 2[g_2^{ik}(1 - \lambda_1 \lambda_2) + g_1^{ik}(\lambda_2 - \lambda_1)](q_2^{ik} - h_q q_1^{ik}) \cos \theta - \\ &- \eta_1 \eta_2 (g_3^{ik} \cos 2\varphi + i g_4^{ik} \sin 2\varphi)(q_1^{ik} - h_q q_2^{ik}) \sin^2 \theta \}, \quad (5.10) \end{aligned}$$

где

$$q_{1(2)}^{ik} = g_{Lq}^i g_{Lq}^k \pm g_{Rq}^i g_{Rq}^k,$$

$N_c = 3$ — цветовой множитель; g_{Lq}^i и g_{Rq}^i — киральные константы СНТ кварка.

Угловое распределение продольно-поляризованных антикварков получается из формулы (5.10) при помощи замен: $h_q \rightarrow -h_{\bar{q}}$, $\theta \rightarrow \pi - \theta$.

Сохранение P -инвариантности в процессе фрагментации приводит к соотношениям

$$D_{q, -h_q}^{B, -h}(x) = D_{q, h_q}^{B, h}(x).$$

Для краткости введем обозначения

$$D_q^B(x) \equiv D_{q, +1}^{B, +1}(x) + D_{q, -1}^{B, +1}(x),$$

$$\Delta_q^B(x) \equiv D_{q,+1}^{B,+1}(x) - D_{q,-1}^{B,+1}(x).$$

Из сравнения формул (5.6) и (5.9) с учетом угловых распределений кварков (5.10) и антикварков для структурных функций адронов получаем выражения (массой бариона пренебрегается):

$$\begin{aligned} xW_1^{ik} &= -xW_2^{ik} = 2N_c \sum_q q_q^{ik} [D_q^B(x) + D_{\bar{q}}^B(x)], \\ xW_3^{ik} &= 2N_c \sum_q q_2^{ik} [D_q^B(x) - D_{\bar{q}}^B(x)], \\ xT_1^{ik} &= -xT_2^{ik} = 2N_c \sum_q [\Delta_q^B(x) - \Delta_{\bar{q}}^B(x)] q_2^{ik}, \\ xT_3^{ik} &= 2N_c \sum_q q_1^{ik} [\Delta_q^B(x) + \Delta_{\bar{q}}^B(x)]. \end{aligned} \quad (5.11)$$

В случае аннигиляции продольно-поляризованных позитронов дифференциальное сечение процесса (5.1) примет вид (здесь учтены соотношения $W_2^{ik} = -W_1^{ik}$ и $T_2^{ik} = -T_1^{ik}$, предсказываемые кварк-партоновой моделью):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx d\Omega} &= \frac{\alpha^2 s}{4} g_1^{ik} W_1^{ik} (1 + \cos^2 \theta) [1 + A_{FB}(s, x, \theta)] \times \\ &\times [1 + \lambda_2 A_{RL}(s, x, \theta) + h P_B(s, x, \theta)], \end{aligned} \quad (5.12)$$

где $A_{FB}(s, x, \theta)$, $A_{RL}(s, x, \theta)$ и $P_B(s, x, \theta)$ — угловая асимметрия вперед-назад, право-левая асимметрия и степень продольной поляризации бариона. Измеряемые на опыте, эти дифференциальные характеристики определяются выражениями

$$A_{FB}(s, x, \theta) = A_{FB}(s, x) f(\theta), \quad (5.13)$$

$$A_{RL}(s, x, \theta) = \frac{A_{RL}^{(1)}(s, x) + A_{RL}^{(2)}(s, x) f(\theta)}{1 + A_{FB}(s, x) f(\theta)}, \quad (5.14)$$

$$P_B(s, x, \theta) = \frac{P_B^{(1)}(s, x) + P_B^{(2)}(s, x) f(\theta)}{1 + A_{FB}(s, x) f(\theta)}. \quad (5.15)$$

Здесь

$$f(\theta) = 2 \cos \theta / (1 + \cos^2 \theta),$$

$$A_{FB}(s, x) = g_2^{ik} W_3^{ik} / g_1^{ik} W_1^{ik},$$

$$A_{RL}^{(1)}(s, x) = g_2^{ik} W_1^{ik} / g_1^{ik} W_1^{ik}, \quad A_{RL}^{(2)}(s, x) = g_1^{ik} W_3^{ik} / g_1^{ik} W_1^{ik},$$

$$P_B^{(1)}(s, x) = -g_1^{ik} T_1^{ik} / g_1^{ik} W_1^{ik}, \quad P_B^{(2)}(s, x) = -g_2^{ik} T_3^{ik} / g_1^{ik} W_1^{ik}.$$

Экспериментальное исследование угловой и энергетической зависимостей асимметрий $A_{FB}(s, x, \theta)$, $A_{RL}(s, x, \theta)$ и степени продольной поляризации бариона $P_B(s, x, \theta)$ является источником информации о киральных константах связи СНТ кварков и о функциях фрагментации кварков в барионы.

В настоящее время функции фрагментации поляризованных кварков в поляризованные барионы совершенно неизвестны. Поэтому для количественных оценок основных характеристик процессов $e^-e^+ \rightarrow \Lambda^0 X$, $e^-e^+ \rightarrow \Sigma^+ X$ будем исходить из модели, использовавшейся в работе [46]. Нас в особенности интересует степень продольной поляризации быстрых Λ^0 - и Σ^+ -гиперонов, легко наблюдаемая по угловой асимметрии распадов Λ , $\Sigma \rightarrow N\pi$.

Согласно [46] поляризация быстрых Λ^0 - и Σ^+ -гиперонов определяется выражениями

$$h_\Lambda = h_s, \quad \frac{1 + h_{\Sigma^+}}{1 - h_{\Sigma^+}} = \frac{5Q_u^2(1 + h_u) + Q_s^2(1 + h_s)}{5Q_u^2(1 - h_u) + Q_s^2(1 - h_s)}, \quad (5.16)$$

где h_u и h_s (Q_u и Q_s) — поляризации (заряды) u - и s -кварков.

Строгая $SU(6)$ -симметрия приводит к следующим значениям спиральностей барионов [46]:

$$\frac{1 + h_\Lambda}{1 - h_\Lambda} = \frac{Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2(1 + h_s)}{Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2(1 - h_s)},$$

$$\frac{1 + h_{\Sigma^+}}{1 - h_{\Sigma^+}} = \frac{Q_u^2[5(1 + h_u) + (1 - h_u)] + Q_s^2[(1 + h_s) + 2(1 - h_s)]}{Q_u^2[5(1 - h_u) + (1 + h_u)] + Q_s^2[(1 - h_s) + 2(1 + h_s)]}. \quad (5.17)$$

Что касается поляризаций барионов, содержащих тяжелые кварки, то, следуя [47], предположим, что в случае, когда в реакции $e^-e^+ \rightarrow$ адроны рождается быстрый очарованный барион B_c или прелестный барион B_b с $x \sim 1$, ему передается продольная поляризация тяжелого c - или b -кварка, т.е. при рождении B_c - или B_b -барионов вклад в функцию фрагментации c - или b -кварков преобладает над вкладом легких кварков:

$$D_{Q, h_Q}^{B, h}(x) \gg D_{q, h_q}^{B, h}(x); \quad Q = c, b; \quad q = u, d, s.$$

Таблица 6. Значения поляризаций $P_B^{(1)}$ и $P_B^{(2)}$ в резонансе

Процесс	Модель	Z-резонанс		Z'-резонанс ($\theta_E = 90^\circ$)	
		$P_B^{(1)}$	$P_B^{(2)}$	$P_B^{(1)}$	$P_B^{(2)}$
$e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$		-0,16	-0,16	-0,8	-0,8
$e^-e^+ \rightarrow \Lambda^0 X$	[46]	-0,94	-0,16	0,8	-0,8
	[47]	-0,88	-0,16	0,73	-0,8
	$SU(6)$	-0,16	-0,03	0,13	-0,13
$e^-e^+ \rightarrow \Sigma^+ X$	[46]	-0,68	-0,16	0,04	-0,72
	[47]	-0,78	-0,16	0,57	-0,8
	$SU(6)$	-0,36	-0,08	-0,03	-0,44
$e^-e^+ \rightarrow \Sigma^- X$	[47]	-0,94	-0,16	0,8	-0,8
$e^-e^+ \rightarrow B_c X$	[47]	-0,67	-0,16	0	-0,8
$e^-e^+ \rightarrow B_b X$	[47]	-0,94	0,16	0,8	0,8

В табл.6 приводятся значения поляризаций $P_B^{(1)}$ и $P_B^{(2)}$ в Z- или Z'-резонансной области энергий ($s = M_Z^2$) при значении параметра Вайнберга $x_W = 0,23$. Как видно, результаты моделей [46] и [47] отличаются друг от друга всего на несколько процентов (исключение составляет значение поляризации $P_\Sigma^{(1)}$ в Z'-резонансе). Строгая $SU(6)$ -симметрия приводит к заниженным значениям поляризаций $P_B^{(1)}$, $P_B^{(2)}$ для Λ^0 - и Σ^+ -гиперонов.

На рис.8 и 9 приведены энергетические зависимости продольной поляризации Λ^0 - и Σ^+ -гиперонов при различных массах дополнительного бозона. Штриховые кривые иллюстрируют поведение поляризаций в СМ при $x_W = 0,23$. Как видно, при фиксированном значении массы $M_{Z'} = 150$ ГэВ с ростом энергии e^-e^+ -пучков степени продольных поляризаций $P_\Lambda^{(1)}$ и $P_\Sigma^{(1)}$ увеличиваются и, достигнув максимального значения вблизи $\sqrt{s} \sim 140$ ГэВ, начинают уменьшаться. Увеличение массы дополнительного бозона не меняет характер зависимости степени продольной поляризации от энергии, однако ее максимумы смещаются в сторону высоких энергий.

Перейдем к рассмотрению интегральных характеристик процесса (5.1). Определим следующим образом сечения рождения бариона B в передней и

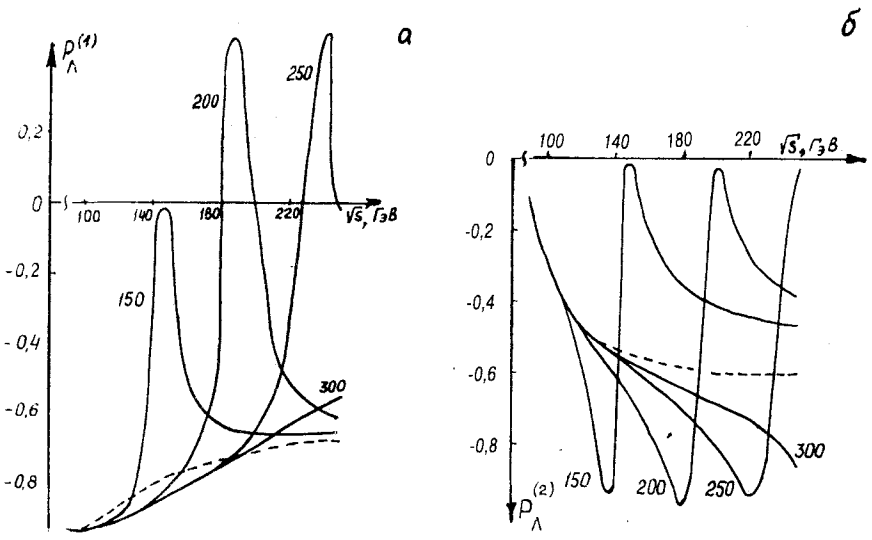


Рис.8. Зависимость степени продольной поляризации $P_{\Lambda}^{(1)}$ (а) и $P_{\Lambda}^{(2)}$ (б) от энергии в процессе $e^-e^+ \rightarrow \Lambda^0 X$ при различных массах дополнительного бозона (цифры у кривых — масса M_Z в ГэВ) и $\theta_E = 0^\circ$

задней полусферах при аннигиляции поляризованного позитрона и неполяризованного электрона:

$$\sigma_F(\lambda_2) = \int_0^1 dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 d \cos \theta (d\sigma/dxd\Omega),$$

$$\sigma_B(\lambda_2) = \int_0^1 dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^0 d \cos \theta (d\sigma/dxd\Omega). \quad (5.18)$$

Из формулы (5.6) имеем

$$\sigma_{F(B)}(\lambda_2) = \frac{\pi}{3} \alpha^2 s [4(g_1^{ik} + \lambda_2 g_2^{ik}) I_1^{ik} \pm 3(g_2^{ik} + \lambda_2 g_1^{ik}) I_3^{ik}], \quad (5.19)$$

где

$$I_n^{ik} = \int_0^1 x W_n^{ik} dx \quad (n = 1, 3).$$

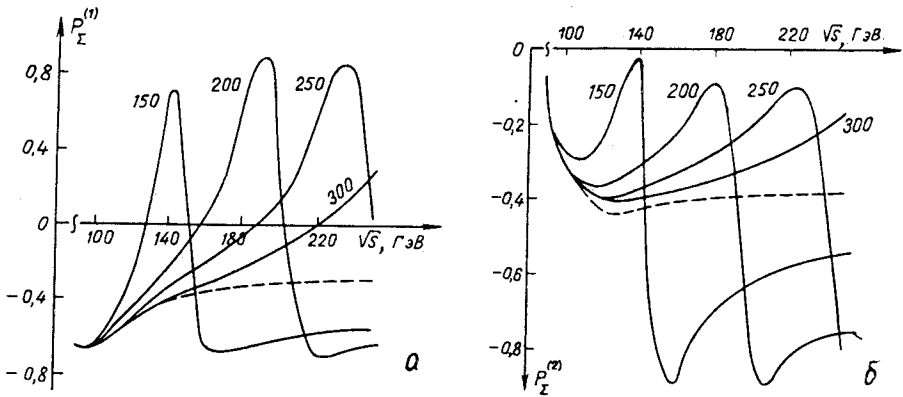


Рис.9. Зависимость степени продольной поляризации $P_\Sigma^{(1)}$ (а) и $P_\Sigma^{(2)}$ (б) от энергии в процессе $e^-e^+ \rightarrow \Sigma^+X$ при различных массах $M_{Z'}$ и $\theta_F = 0^\circ$

Формула (5.19) приводит к следующим электрослабым асимметриям:

1) поляризационной асимметрии вперед(назад)

$$A_{F(B)}(\lambda_2) = \frac{\sigma_{F(B)}(\lambda_2) - \sigma_{F(B)}(-\lambda_2)}{\sigma_{F(B)}(\lambda_2) + \sigma_{F(B)}(-\lambda_2)} = \lambda_2 \frac{4g_2^{ik}I_1^{ik} \pm 3g_1^{ik}I_3^{ik}}{4g_1^{ik}I_1^{ik} \pm 3g_2^{ik}I_3^{ik}}; \quad (5.20)$$

2) асимметрии вперед-назад

$$A_{FB}(\lambda_2) = \frac{[\sigma_F(\lambda_2) - \sigma_B(\lambda_2)]}{[\sigma_F(\lambda_2) + \sigma_B(\lambda_2)]} = \frac{3}{4} \frac{(g_2^{ik} + \lambda_2 g_1^{ik})I_3^{ik}}{(g_1^{ik} + \lambda_2 g_2^{ik}) \cdot I_1^{ik}}; \quad (5.21)$$

3) поляризационной асимметрии вперед-назад

$$\tilde{A}_{FB}(\lambda_2) = \frac{\sigma_F(\lambda_2) - \sigma_F(-\lambda_2) - \sigma_B(\lambda_2) + \sigma_B(-\lambda_2)}{\sigma_F(\lambda_2) + \sigma_F(-\lambda_2) + \sigma_B(\lambda_2) + \sigma_B(-\lambda_2)} = \frac{3}{4} \lambda_2 \frac{g_1^{ik}I_3^{ik}}{g_1^{ik}I_1^{ik}}; \quad (5.22)$$

4) право-левой асимметрии

$$A_{RL} = (\sigma_R - \sigma_L)/(\sigma_R + \sigma_L) = g_2^{ik}I_1^{ik}/g_1^{ik}I_1^{ik}, \quad (5.23)$$

где $\sigma_R = \sigma_F(\lambda_2 = 1) + \sigma_B(\lambda_2 = 1)$ и $\sigma_L = \sigma_F(\lambda_2 = -1) + \sigma_B(\lambda_2 = -1)$ — сечения аннигиляции право- и левополяризованного позитрона.

Сечения аннигиляции неполяризованной e^-e^+ -пары с рождением поляризованного бариона в передней и задней полусферах:

$$\sigma_{F(B)}(h) = \frac{\pi}{6} \alpha^2 s [4g_1^{ik}(I_1^{ik} + hF_1^{ik}) \pm 3g_2^{ik}(I_3^{ik} + hF_3^{ik})]. \quad (5.24)$$

Здесь введены обозначения

$$F_n^{ik} = \int_0^1 x T_n^{ik} dx \quad (n = 1, 3).$$

Формула (5.24) приводит к следующим поляризационным асимметриям:

1) поляризационной асимметрии вперед(назад)

$$A_{F(B)}(h) = \frac{\sigma_{F(B)}(h) - \sigma_{F(B)}(-h)}{\sigma_{F(B)}(h) + \sigma_{F(B)}(-h)} = h \frac{4g_1^{ik}F_1^{ik} \pm 3g_2^{ik}F_3^{ik}}{4g_1^{ik}I_1^{ik} \pm 3g_2^{ik}I_3^{ik}}; \quad (5.25)$$

2) асимметрии вперед-назад при рождении поляризованного бариона

$$A_{FB}(h) = \frac{\sigma_F(h) - \sigma_B(h)}{\sigma_F(h) + \sigma_B(h)} = \frac{3g_2^{ik}(I_3^{ik} + hF_3^{ik})}{4g_1^{ik}(I_1^{ik} + hF_1^{ik})}; \quad (5.26)$$

3) поляризационной асимметрии вперед-назад

$$\tilde{A}_{FB}(h) = \frac{\sigma_F(h) - \sigma_F(-h) - \sigma_B(h) + \sigma_B(-h)}{\sigma_F(h) + \sigma_F(-h) + \sigma_B(h) + \sigma_B(-h)} = \frac{3}{4} h \frac{g_2^{ik}F_3^{ik}}{g_1^{ik}I_1^{ik}}; \quad (5.27)$$

4) степени продольной поляризации бариона

$$P_B = \frac{\sigma_F(h=1) + \sigma_B(h=-1) - \sigma_B(h=1) - \sigma_F(h=-1)}{\sigma_F(h=1) + \sigma_B(h=1) + \sigma_F(h=-1) + \sigma_B(h=-1)} = \frac{g_1^{ik}F_1^{ik}}{g_1^{ik}I_1^{ik}}. \quad (5.28)$$

При аннигиляции поперечно-поляризованной e^-e^+ -пары сечение (5.6) приводит к следующим спиновым асимметриям:

$$A_\varphi^{(1)} = \frac{\frac{2}{\eta_1 \eta_2} \int_0^1 dx \int_0^{2\pi} \cos 2\varphi d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{dx d\Omega} \right)}{\int_0^1 dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{dx d\Omega} \right)} = \frac{-g_3^{ik}I_1^{ik}}{(2g_1^{ik}I_1^{ik})}; \quad (5.29)$$

$$A_\varphi^{(2)} = \frac{\frac{2}{\eta_1 \eta_2} \int_0^1 dx \int_0^{2\pi} \sin 2\varphi d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{dx d\Omega} \right)}{\int_0^1 dx \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \theta \left(\frac{d\sigma}{dx d\Omega} \right)} = \frac{-ig_4^{ik}I_1^{ik}}{(2g_1^{ik}I_1^{ik})}. \quad (5.30)$$

Результаты числовых оценок интегральных характеристик процессов $e^-e^+ \rightarrow B_c X$ и $e^-e^+ \rightarrow B_b X$ приведены в работах [22,24]. Здесь только перечислим некоторые специфические свойства поведения интегральных поляризационных характеристик:

- 1) при энергиях встречных e^-e^+ -пучков $\sqrt{s} \geq 140$ ГэВ поведение поляризационных характеристик существенно зависит от угла смешивания θ_E ;
- 2) асимметрии достигают максимального или минимального значений вблизи порога рождения калибровочного Z'-бозона;
- 3) с ростом массы дополнительного бозона максимумы и минимумы асимметрий смещаются в сторону высоких энергий;
- 4) предсказания суперструнной E_6 -модели значительно отличаются от результатов СМ при $\sqrt{s} > 100$ ГэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электрослабые асимметрии A_{FB} , $A_F(\lambda_2)$, $A_B(\lambda_2)$, $A_{FB}(\lambda_2)$, $\tilde{A}_{FB}(\lambda_2)$, A_{RL} , $A_F(h)$, $A_B(h)$, $A_\varphi^{(1)}$ и др. в процессах $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\bar{\tilde{q}}g$, $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$, $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^-e^+ \rightarrow BX$ являются экспериментально наблюдаемыми величинами. Эти эффекты вполне могут быть доступны изучению в e^-e^+ -коллайдерах SLC и LEP, и в ближайшем будущем большое количество информации позволит проверить ряд соотношений между наблюдаемыми величинами в указанных выше процессах.

Проведенный нами анализ показывает, что в СМ спиральные амплитуды и электрослабые асимметрии процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e \rightarrow f\bar{f}\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\bar{\tilde{q}}g$ зануляются при определенных энергиях сталкивающихся e^-e^+ -пучков. Зануление спиральных амплитуд и электрослабых асимметрий вышеприведенных процессов является непроверенным еще предсказанием СМ. Наблюдение предсказанного поведения асимметрий явилось бы новым доказательством справедливости модели. Нарушение соответствующих предсказаний СМ потребовало бы выхода за ее пределы, например, могло бы объясняться за счет дополнительного Z'-бозона. Наличие такого бозона должно приводить к смещению уже имеющихся нулей и к появлению дополнительных нулей в характеристиках процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}\bar{f}$ и т.д., расположение которых определяется как массой Z'-бозона, так и его константами связи с другими частицами. Следует, однако, отметить, что при

точной обработке данных конкретного эксперимента необходимо уточнить вышеприведенные результаты с учетом всех радиационных поправок. Так, например, учет ширины Z -бозона приводит к устранению нулей спиральных амплитуд, хотя нули в асимметриях, конечно, остаются.

Как следует из проведенного анализа, рассмотренные поляризационные характеристики процессов $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}\tilde{f}$, $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$, $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, $e^-e^+ \rightarrow BX$ чувствительны к параметрам дополнительного Z' -бозона (массе $M_{Z'}$, ширине $\Gamma_{Z'}$, киральным константам связи $g_{L'f}^{Z'}$, $g_{R'f}^{Z'}$, углам смешивания θ_E и Φ), поэтому изучение этих характеристик даст возможность тщательно проверить СМ при высоких энергиях, укажет пути ее возможного расширения и поможет в решении вопроса о существовании в природе дополнительного нейтрального Z' -бозона.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Выражения корреляционных сечений σ_a для процесса $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}g$:

$$\sigma_1 \equiv \sigma_U = \frac{1}{2(1-x_1)(1-x_2)} [x_1^2(1+n_{1z}^2) + x_2^2(1+n_{2z}^2)],$$

$$\sigma_2 \equiv \sigma_L = \frac{1}{2(1-x_1)(1-x_2)} [x_1^2(1-n_{1z}^2) + x_2^2(1-n_{2z}^2)],$$

$$\sigma_3 \equiv \sigma_T = \frac{1}{2} \sigma_L,$$

$$\sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_9 = 0,$$

$$\sigma_6 = \frac{1}{2\sqrt{2}(1-x_1)(1-x_2)} (x_1^2 n_{1x} n_{1z} + x_2^2 n_{2x} n_{2z}),$$

$$\sigma_7 = \frac{1}{(1-x_1)(1-x_2)} (x_1^2 n_{1z} - x_2^2 n_{2z}),$$

$$\sigma_8 = \frac{1}{2\sqrt{2}(1-x_1)(1-x_2)} (x_1^2 n_{1x} - x_2^2 n_{2x}).$$

Здесь \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 — единичные векторы вдоль импульсов кварка и антикварка, x_1 и x_2 — их скейлинговые энергии.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Выражения корреляционных сечений для процесса $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}^*g$:

$$\sigma_U = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{x_1 x_2}{(1-x_1)(1-x_2)} n_{1x} n_{2x} \right],$$

$$\sigma_L = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{x_1 x_2}{(1-x_1)(1-x_2)} n_{1z} n_{2z} \right],$$

$$\sigma_T = \frac{1}{4} \frac{x_1 x_2}{(1-x_1)(1-x_2)} n_{1x} n_{2x},$$

$$\sigma_I = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{x_1 x_2}{(1-x_1)(1-x_2)} (n_{1x} n_{2z} + n_{1z} n_{2x}).$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Выражения корреляционных сечений $\sigma_a(T)$ для процесса $e^-e^+ \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}^*g$:

1) скалярной кварковой (или скалярной антикварковой) струи

$$x_1 = T \quad (x_2 = T)$$

$$\frac{d\sigma_U}{dT} = 3T - 2,$$

$$\frac{d\sigma_L}{dT} = \frac{T}{2(1-T)} \ln \frac{2T-1}{1-T} - \frac{3T-2}{2(1-T)},$$

$$\frac{d\sigma_T}{dT} = 0,$$

$$\frac{d\sigma_I}{dT} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{T}{\sqrt{1-T}} - 2\sqrt{2T-1} \right);$$

2) глюонной струи $x_3 = T$

$$\frac{d\sigma_U}{dT} = \frac{3T-2}{T^2} (T^2 - 2T + 2),$$

$$\frac{d\sigma_L}{dT} = \frac{1-T}{T} \ln \frac{2T-1}{1-T} - \frac{2(1-T)(3T-2)}{T^2},$$

$$\frac{d\sigma_T}{dT} = - \frac{(1-T)(3T-2)}{T^2},$$

$$\frac{d\sigma_I}{dT} = \frac{(1-T)(2-T)}{\sqrt{2} T^2} \left(\frac{T}{\sqrt{1-T}} - 2\sqrt{2T-1} \right).$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Glashow S.L.** — Nucl. Phys., 1961, vol.22, p.579.
Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1967, vol.19, p.1264.
Salam A. — Elementary Particle Theory. Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968, p.367.
2. **Bilenky S.M., Hasek J.** — Phys. Repts., 1982, vol.90, p.73.
3. **Ермолов П.Ф., Мухин А.И.** — УФН, 1978, т.124, с.385.
Цукерман И.С. — Элементарные частицы. М., 1981, вып.1, с.55.
4. **Рекало М.П.** — Нейтральные слабые токи. Киев, 1988.
5. **Окунь Л.Б.** — Лептоны и кварки. М., 1981.
6. **Исаев Б.Л., Хозе В.А.** — ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.118.
7. **Исаев П.С., Царев В.А.** — ЭЧАЯ, 1989, т.20, с.997.
8. **Бардин Д.Ю.** — Прецизионные проверки стандартной теории. Дубна, 1988.
9. **Green M., Schwarz J.** — Phys. Lett., 1984, vol.B148, p.17.
10. **Gross D. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.54, p.502.
Candelas P. et al. — Nucl. Phys., 1985, vol.B258, p.46.
11. **Robinet R.W.** — Phys. Rev., 1986, vol.D33, p.1908.
Dine M. et al. — Nucl. Phys., vol.B259, p.549.
Rizzo T.G. — Phys. Rev., 1986, vol.D34, p.1438.
12. **Angelopoulos V.D. et al.** — Phys. Lett., 1986, vol.B176, p.203.
London D., Rosner J. — Phys. Rev., 1986, vol.D34, p.1530.
Ellis J. et al. — Nucl. Phys., 1986, vol.B276, p.436.
13. **Belanger G., Godfrey S.** — Phys. Rev., 1986, vol.D34, p.1309.
Duncan M.J., Langacker P. — Nucl. Phys., 1986, vol.B277, p.285.
Rosner J.L. — Phys. Rev., 1987, vol.D35, p.2244.
14. **Полюбин И.В.** — Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, с.553.
Алиев Т.М., Гулиев Н.А., Мустафаев Х.А. — ЯФ, 1989, т.50, с.1078.
Алиев Т.М., Добролюбов М.И. — ЯФ, 1989, т.50, с.1392.
15. **Алтайский М.В., Бедняков В.А.** — ЯФ, 1989, т.50, с.1398.
16. **Панков А.А.** — ЯФ, 1994, т.57, с.472.
17. **Бедняков В.А., Коваленко С.Г.** — ЯФ, 1989, т. 49, с.866; Препринт ОИЯИ P2-89-56, Дубна, 1989.
18. **Бедняков В.А.** — Препринт ОИЯИ P2-90-104, Дубна, 1990.
19. **Vendyakov V.A., Kovalenko S.G.** — Phys. Lett., 1988, vol.B214, p.640; vol.B219, p.96; Preprint JINR E2-88-157, Dubna, 1988.
20. **Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И.** — Препринт ОИЯИ P2-89-217, Дубна, 1989.
21. **Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И.** — ЯФ, 1989, т.50, с.1084.
22. **Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И.** — ЯФ, 1990, т.52, с.1455.
23. **Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И., Алиев Л.П.** — ЯФ, 1991, т.53, с.516.
24. **Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И., Алиев Л.П.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.936.
25. **Абдуллаев С.К., Алиев Л.П.** — Изв. вузов СССР. Физика, 1989, № 5, с.78.
26. **Абдуллаев С.К., Алиев Л.П.** — Изв. вузов СССР. Физика, 1987, № 4, с.117; № 5, с.111.
27. **Абдуллаев С.К.** — ЯФ (в печати).

28. Абдуллаев С.К. — ЯФ (в печати).
29. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И. — ЯФ (в печати).
30. Svetic M., Lynn B.W. — Phys. Rev., 1987, vol.D35, p.51.
31. Fernandez E. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.54, p.1620.
32. Collaboration AMY — KEK Preprint № 88, 1988.
33. Collaboration TASSO — Z. Phys., 1988, vol.C40, p.163.
34. Collaboration TOPAZ — Phys. Lett., 1988, vol.B208, p.319.
35. Ford W.T. et al. — Phys. Rev., 1987, vol.D36, p.1971.
36. Decamp D. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.B241, p.435.
37. Adeva B. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.B237, p.136.
38. Akrawy M.Z. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.B240, p.497.
39. Collaboration LEP — Phys. Lett., 1992, vol.B276, p.247.
40. Collaboration L3 — Preprint CERN-PPE/93-31, 1993.
41. Collaboration ALEPH — Preprint CERN-PPE/93-40, 1993; CERN-PPE/93-39, 1993.
42. Ting S.C.C. — Preprint CERN-PPE/93-34, 1993.
43. The Working Group on LEP Energy and the LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL — Preprint CERN-PPE/93-53, 1993.
44. Abrams G.S. et al. — Preprint SLAC-PUB-5113, 1989.
45. Chanowitz M.S. — Science, 1990, vol.249, p.36.
46. Смилга А.В. — ЯФ, 1977, т.25, с.461.
47. Nieves J.F. — Phys. Rev., 1979, vol.D20, p.2775.
48. Kramer G. — Preprint DESY 83-086, 1983.
49. Olsen H.A., Oslando P., Overbo I. — Nucl. Phys., 1981, vol.B171, p.209; Nucl. Phys., 1981, vol.B192, p.33.
50. Schierholz G., Schiller D.H. — Preprint DESY 80/88, 1980.
51. Risso T.G. — Phys. Rev., 1979, vol.D20, p.2207.
52. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И. — Столкновение частиц с ядрами, атомами и молекулами. Тем. сб. научных трудов. Баку, 1982, с.3.
53. Dahmen H.D., Schiller D.H., Wähler D. — Nucl. Phys., 1983, vol.B227, p.291.
54. Chiappetta P. et al. — Nucl. Phys., 1985, vol.B259, p.365.
55. Schiller D.H., Wähler D. — Nucl. Phys., 1985, vol.B255, p.505.
56. Bilenky S.M., Nedelcheva N.P. — Nucl. Phys., 1987, vol.B283, p.295.
57. Высоккий М.И. — УФН, 1985, т.146, с.591.
58. Schiller D.H., Wähler D. — Nucl. Phys., 1985, vol.B259, p.597.
59. Мухтаров А.И., Перов Ю.С. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1958, т.22, с.883.