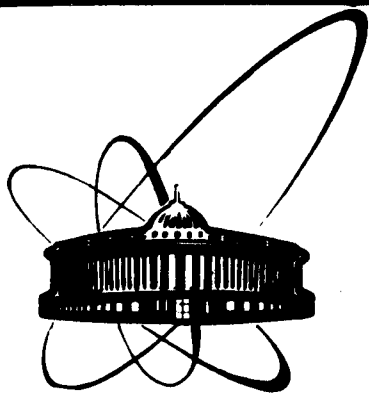


89-356



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Б 383

P2-89-356

В.А.Бедняков, С.Г.Коваленко

**СУПЕРСТРУННЫЙ Z' -БОЗОН
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
НА ФИКСИРОВАННОЙ МИШЕНИ**

Направлено в Оргкомитет IV Школы молодых ученых
"Квантовая теория поля и физика высоких энергий",
г. Ужгород, сентябрь 1989 г.

1989

Введение

Идея суперструны /1/ лежит в основе современного подхода к построению единой теории элементарных частиц. Ключевой вопрос такого построения - получение из суперструнных представлений экспериментально проверяемых следствий. Считается, что десятимерная гетероидная $E_8 \times E_8$ суперструна /2/ после компактификации приводит к четырехмерной $N=1$ суперсимметричной теории с калибровочной группой E_6 . Разрушение E_6 -симметрии до группы стандартной модели $SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y}(SM)$ приводит к калибровочной группе, более широкой, чем SM. При низких энергиях выживает как минимум одна дополнительная U_1 -симметрия, с которой ассоциируется нейтральный Z' -бозона с массой ниже 1 ТэВ /3/. Хотя существование дополнительного Z' -бозона и не доказано, тем не менее в реалистических схемах суперструнной феноменологии он рассматривается как наиболее вероятный атрибут /4/. Наличие Z' -бозона должно приводить к характерному отклонению эксперимента от SM во всех процессах, обусловленных нейтральными токами. Следует отметить, что дополнительные нейтральные бозоны могут появляться и в обычных объединенных теориях /6/. Поэтому возможность интерпретации отклонений от SM как указание на суперструнный Z' -бозон требует изучения возможно более широкого класса процессов с участием Z' -бозона.

Вопросы экспериментального поиска Z' - бозона заняли важное место в физических программах исследований на ускорителях и коллайдерах нового поколения (HERA, УНК, SSC и т.д.) /6/. Уделяется большое внимание теоретическому изучению ожидаемых экспериментальных проявлений Z' -бозона в глубоконеупругих, упругих и квазиупругих нейтрино-нуклонных взаимодействиях, в рассеянии нейтрино на электроны, в процессах e^+e^- -аннигиляции и $p\bar{p}$ -столкновениях, а также в атомных явлениях, протекающих с несохранением P-четности, и глубоконеупругом электрон-нуклонном рассеянии /4,7,8/.

В настоящей работе рассматриваются косвенные проявления Z' -бозона в следующих упругих, квазиупругих и глубоконеупругих процессах

$$\begin{aligned} &(\bar{\nu})_{\mu,e} e \rightarrow (\bar{\nu})_{\mu,e} e, \\ &(\bar{\nu})_{\mu,e} N \rightarrow (\bar{\nu})_{\mu,e} N, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
e_{L,R}^{\pm} &\rightarrow e_{L,R}^{\pm}; \\
\langle \bar{\nu} \rangle_{\mu, e^A} &\rightarrow \langle \bar{\nu} \rangle_{\mu, e^{\pi^0 A}}, \\
\langle \bar{\nu} \rangle_{\mu, e^N} &\rightarrow \langle \bar{\nu} \rangle_{\mu, e^{\rho^0 (A_1^0) N}}, \\
\langle \bar{\nu} \rangle_{\mu, e^N} &\rightarrow \langle \bar{\nu} \rangle_{\mu, e^X}.
\end{aligned}$$

Эти проявления могут быть обнаружены в прецизионных экспериментах по отклонению предсказаний СМ от экспериментальных данных. С этой целью обычно анализируют величину $r(A)$:

$$r(A) = \frac{A(Z, Z') - A(Z)}{A(Z)}, \quad (1)$$

где $A(Z, Z')$ - наблюдаемая величина, вычисленная с учетом Z' -бозона, и $A(Z)$ - та же величина в СМ. Сравнение $r(A)$ с точностью эксперимента позволяет в принципе выяснить возможность регистрации этих специфических отклонений на фоне экспериментальных неопределенностей.

В §1 изложены необходимые сведения о нейтральных токах в суперструнной E_6 -модели, приведен эффективный лагранжиан с учетом Z - Z' смешивания. В §2, 3, 4 даны определения и обсуждены результаты количественного анализа отклонений от СМ, обусловленных Z' -бозоном в глубокоупругом, упругом и квазиупругом нейтрино-нуклонном рассеянии, в упругом рассеянии поляризованных электронов на нуклонах.

§1. Нейтральные токи в суперструнной E_6 -модели

В рассматриваемой схеме низкоэнергетического предела суперструны калибровочная группа E_6 нарушается на масштабе компактификации M_c ($M_c \leq M_p \approx 10^{16}$ ГэВ посредством механизма топологического нарушения симметрии (flux breaking) до подгруппы 5-го

$$G_5 = SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y} \times U_{1\eta} \quad (2)$$

или подгруппы 6-го ранга

$$G_6 = SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y} \times U_{1\psi} \times U_{1X}. \quad (3)$$

Вложение G_6 в E_6 определяется последовательностью максимальных подгрупп: $E_6 \supset SO_{10} \times U_{1\psi} \supset SU_5 \times U_{1X} \times U_{1\psi}$, причем СМ содержится в $SU_5 \supset SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y}$.

Для G_5 с необходимостью возникает одно дополнительное (к СМ) нейтральное бозонное поле Z_η , соответствующее $U_{1\eta}$ -симметрии. В случае G_6 имеется два дополнительных нейтральных бозонных поля Z_ψ и Z_X . Однако считается, что существует промежуточный масштаб $M_I \approx 10^{16-14}$ 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 ($m < 1\text{ТэВ}$) Z' -бозон /3/.

Ему отвечает генератор :

$$Q^{Z'} = Q_\psi \cos(\theta_{E6}) + Q_\chi \sin(\theta_{E6}), \quad (4)$$

где Q_ψ и Q_χ - генераторы $U_{1\psi}$ и $U_{1\chi}$. Угол θ_{E6} определяется схемой нарушения симметрии на промежуточном масштабе. Генератор Q_η для G_5 может рассматриваться как частный случай (4) при $\theta_{E6} = 142,24^\circ$:

$$Q_\eta = -\sqrt{5/6} Q_\psi + \sqrt{3/8} Q_\chi. \quad (5)$$

Собственные значения этих генераторов для полей из 27-плета E_6 приведены в таблице 1.

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

SO_{10}	SU_5	SU_{3C}	левое поле	I_{3L}	Q_0	Q_η	Q_χ	Q_ψ
16	$\bar{5}$	$\bar{3}$	d^c	0	1/3	1/6	$\sqrt{3}/2/2$	$\sqrt{5}/2/6$
16	$\bar{5}$	1	e	-1/2	-1	1/6	$\sqrt{3}/2/2$	$\sqrt{5}/2/6$
16	$\bar{5}$	1	ν	1/2	0	1/6	$\sqrt{3}/2/2$	$\sqrt{5}/2/6$
16	10	3	d	-1/2	-1/3	-1/3	$-\sqrt{1/6}/2$	$\sqrt{5}/2/6$
16	10	3	u	1/2	2/3	-1/3	$-\sqrt{1/6}/2$	$\sqrt{5}/2/6$
16	10	3	u^c	0	-2/3	-1/3	$-\sqrt{1/6}/2$	$\sqrt{5}/2/6$
16	10	1	e^c	0	1	-1/2	$-\sqrt{1/6}/2$	$\sqrt{5}/2/6$
16	1	1	ν^c	0	0	-5/6	$-5\sqrt{1/6}/2$	$\sqrt{5}/2/6$
10	$\bar{5}$	$\bar{3}$	h^c	0	1/3	1/6	$-\sqrt{1/6}$	$-\sqrt{5}/2/3$
10	$\bar{5}$	1	E	-1/2	-1	1/6	$-\sqrt{1/6}$	$-\sqrt{5}/2/3$
10	$\bar{5}$	1	ν_E	1/2	0	1/6	$-\sqrt{1/6}$	$-\sqrt{5}/2/3$
10	5	3	h	0	-1/3	2/3	$\sqrt{1/6}$	$-\sqrt{5}/2/3$
10	5	1	E^c	1/2	1	2/3	$\sqrt{1/6}$	$-\sqrt{5}/2/3$
10	5	1	N^c	-1/2	0	2/3	$\sqrt{1/6}$	$-\sqrt{5}/2/3$
1	1	1	n	1	0	-5/6	0	$\sqrt{10}/3$

С учетом дополнительного Z' -бозона лагранжиан нейтральных токов принимает вид ($g_0 = e$):

$$-L_{NC} = g_0 A^\mu J_\mu^{em} + g_1 Z^\mu J_\mu^z + g_2 Z'^\mu J_\mu^{z'}, \quad (6)$$

$$J_\mu^{em} = \sum Q_0 \bar{\psi} \gamma_\mu \psi, \quad J_\mu^{z, z'} = \sum Q^{z, z'} \bar{\psi} \gamma_\mu \psi, \quad (7)$$

здесь Q_0 - электрический, а $Q^z = I_{3L} - X_W Q_0$ - слабый заряд фермионов в СМ, $X_W = \sin^2 \theta_W = 0.23/9$. Будем считать:

$$g_2 = \sqrt{X_W} g_1 = g_0 (1 - X_W)^{-1/2}, \quad (8)$$

что оправдано ренормгрупповым анализом /10/ и соответствует условию E_6 объединения для групп $G_{5,6}$ (2), (3).

Массовая матрица полей (Z, Z') в общем случае недиагональна

$$M^2 = \begin{pmatrix} M^2 & \delta M^2 \\ \delta M^2 & (M')^2 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Это приводит к Z^0 - Z' смешиванию. В результате диагонализации матрицы (9) находим поля $Z_{1,2}$

$$\begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix} \quad (10)$$

с определенными массами M_1 и M_2 , которые, как и угол смешивания θ , выражаются через исходные параметры

$$\tan^2\theta = (M^2 - M_1^2)/(M_2^2 - M^2), \quad (11)$$

$$M_1^2 \cong M^2 - \frac{(\delta M^2)^2}{(M')^2 - M^2} \quad \text{и} \quad M_2^2 \cong M^2 - \frac{(\delta M^2)^2}{(M')^2 - M^2}.$$

В моделях с SU_2 -дублетными и синглетными хиггсовскими полями для M - массового параметра, совпадающего с массой Z^0 - бозона в СМ, имеем $M = M_W / \cos\theta_W = 92.2$ ГэВ. В суперструнной E_6 -модели с промежуточной группой G_5 имеется два SU_{2L} дублета (H, \bar{H}) и один синглет N хиггсовских полей. В этом случае

$$\delta M^2 = M^2 \sqrt{\chi} \frac{4v^2 - \bar{v}^2}{3(v^2 + \bar{v}^2)}, \quad (M')^2 = M^2 \frac{16v^2 + \bar{v}^2 + 25\chi^2}{9(v^2 + \bar{v}^2)}, \quad (12)$$

где $v = \langle H^0 \rangle \equiv \langle \tilde{N}_E^C \rangle$, $\bar{v} = \langle \bar{H}^0 \rangle \equiv \langle \tilde{\nu}_E \rangle$, $\chi = \langle N \rangle \equiv \langle \tilde{n} \rangle$; \tilde{N}_E , $\tilde{\nu}_E$, \tilde{n} - скалярные суперпартнеры соответствующих фермионов из 27-плета.

Из лагранжиана (6) можно получить эффективный лагранжиан лептон-нуклонного взаимодействия ($\ell = \nu, \bar{\nu}, e^-, e^+$ и т.д.):

$$L_{NC}^{\ell N} = \frac{4G}{\sqrt{2}} [\bar{\ell}_L \gamma_\mu \ell_L J_L^{\mu N} + \bar{\ell}_R \gamma_\mu \ell_R J_R^{\mu N}], \quad (\ell_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi_\ell), \quad (13)$$

где $J_B^{\mu N} = \sum \{ \epsilon_B(q_L) \bar{q}_L \gamma_\mu q_L + \epsilon_B(q_R) \bar{q}_R \gamma_\mu q_R \}$, $B = L, R$; (14)

$$\epsilon_B(q_{L,R}) = \sum_{i=0}^2 \epsilon_i^B Q_i(q_{L,R}), \quad (15)$$

$$\epsilon_i^B = \frac{\sqrt{2}}{4G} Q_i(\ell_B) g_1^2 (Q^2 + M_1^2)^{-1} \quad (\text{масса фотона } M_0 = 0), \quad (16)$$

$$\text{и } Q_1(f_B) = Q^2(f_B) \cos\theta + g_2/g_1 Q^2(f_B) \sin\theta,$$

$$Q_2(f_B) = Q^2(f_B) \cos\theta - g_1/g_2 Q^2(f_B) \sin\theta.$$

Эффективный лагранжиан нейтрино-электронного взаимодействия имеет вид первого слагаемого в (13), где лептонный ток получается из адронного (14) заменой кварковых полей лептонными.

Адронный слабый нейтральный ток (14) можно записать, явно выделив изоспиновую и пространственно-временную структуру /9,11/:

$$J_{\mu\nu}^H = \frac{1}{2} [\alpha_B V_\mu^3 + \beta_B A_\mu^3 + \gamma_B V_\mu^0 + \delta_B A_\mu^0 + \dots]. \quad (17)$$

Точки соответствуют вкладу тяжелых кварков, а входящие в (17) параметры связаны с эффективными киральными константами (15), значения которых приведены в таблице 2:

$$\begin{aligned} \alpha_B &= \epsilon_B(u_L) + \epsilon_B(u_R) - \epsilon_B(d_L) - \epsilon_B(d_R), \\ \beta_B &= \epsilon_B(u_L) - \epsilon_B(u_R) - \epsilon_B(d_L) + \epsilon_B(d_R), \\ \gamma_B &= \epsilon_B(u_L) + \epsilon_B(u_R) + \epsilon_B(d_L) + \epsilon_B(d_R), \\ \delta_B &= \epsilon_B(u_L) - \epsilon_B(u_R) + \epsilon_B(d_L) - \epsilon_B(d_R). \end{aligned} \quad (18)$$

Таблица 2. ($\nu = \sqrt{5/2} \cos\theta_{E6}/6$, $\xi = \sqrt{1/6} \sin\theta_{E6}/2$)

параметр	Z^0	Z'
$\epsilon(e_L^-)$	$-1/2 + \sin^2\theta_w$	$3\xi + \nu$
$\epsilon(e_R^-)$	$\sin^2\theta_w$	$\xi - \nu$
α	$1 - 2\sin^2\theta_w$	4ξ
β	1	-4ξ
γ	$-2\sin^2\theta_w/3$	-4ξ
δ	$0 + \xi^{**}$	4ν

*) Поправка ξ /12/ обусловлена вкладом тяжелых кварков в изоскалярную часть слабого адронного аксиального тока (с учетом s, b, t-кварков $\xi = 0.06$).

При анализе глубоконеупругих процессов обычно используется параметризация слабого адронного нейтрального тока в виде (14), тогда для описания упругих и квазиупругих процессов удобнее применять параметризацию (17).

Прежде чем переходить к рассмотрению проявлений дополнительного Z' -бозона в конкретных процессах, отметим, что, фактически, наличие Z' -бозона сводится к изменению пространственно-временной и изотопической структуры адронного нейтрального слабого тока (ср. (7) и (14)), а именно к переопределению киральных констант (15) или параметров (18). Связав эти параметры с экспериментально измеряемыми величинами, можно не только определить значения этих параметров, что важно само по себе, но и попытаться, по отклонению их от СМ, увидеть проявления новой физики, в частности, дополнительный суперструнный Z' -бозон.

§2. Z' -бозон в глубоконеупругом нейтрино-нуклонном рассеянии

При высоких энергиях полные сечения глубоконеупругого $\nu(\bar{\nu})N$ -рассеяния в канале нейтральных токов представляют собой линейную

комбинацию квадратов киральных констант (15), в которых, благодаря электронейтральности нейтрино, отсутствует первое слагаемое суммы, отвечающее электромагнитному взаимодействию:

$$\begin{aligned} \sigma(\nu h \rightarrow \nu X) &= C \{ \epsilon_L^2(u_L) U_L^h + \epsilon_L^2(d_L) D_L^h + \epsilon_L^2(u_R) U_R^h + \epsilon_L^2(d_R) D_R^h \}, \\ \sigma(\bar{\nu} h \rightarrow \bar{\nu} X) &= C \{ \epsilon_L^2(u_L) U_R^h + \epsilon_L^2(d_L) D_R^h + \epsilon_L^2(u_R) U_L^h + \epsilon_L^2(d_R) D_L^h \}. \end{aligned} \quad (19)$$

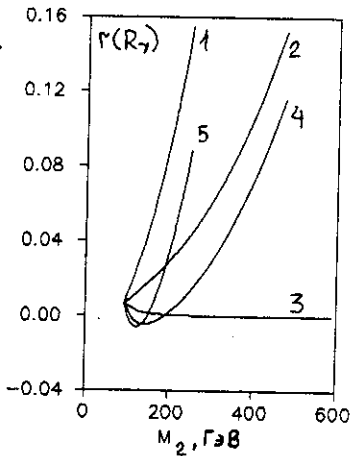
Здесь $C = 2G^2 M_p E_\nu D_V^P h / \pi$, h - число нуклонов в мишени h , $D_V^P(U_V^P)$ - полный импульс валентных $d(u)$ -кварков в протоне;

$$\begin{aligned} U_L &= \eta - \beta\eta + \beta + (1 + \omega)(S + C) / D_V^P, & D_L &= 1 - \beta + \beta\eta + 2(1 + \omega)S / D_V^P, \\ U_R &= \omega(\eta - \beta\eta + \beta) + (1 + \omega)(S + C) / D_V^P, & D_R &= \omega(1 - \beta + \beta\eta) + 2(1 + \omega)S / D_V^P, \end{aligned}$$

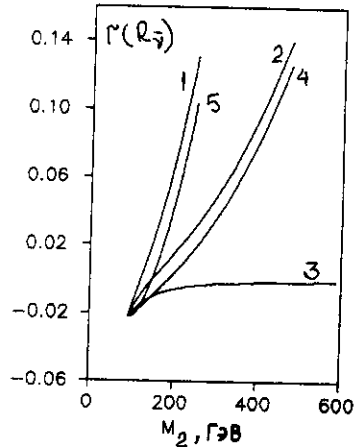
S, C - полные импульсы морских s - и c -кварков в протоне, $\beta = n/h$ - число нейтронов в мишени h , $\beta = (0; 1/2; 1)$ для протона, изоскаляра и нейтрона соответственно, $\eta = U_V^P / D_V^P$, будем считать $\eta = 2$ (т.е. SU_2 -симметричные распределения валентных кварков), $\omega = 1/3$ - кинематический фактор.

Рассмотрим отклонения от СМ в полных сечениях глубоко-неупругого нейтрино-нуклонного рассеяния $\sigma(\nu h \rightarrow \nu X)$ и $\sigma(\bar{\nu} h \rightarrow \bar{\nu} X)$ (или, что в данном случае эквивалентно, в отношениях $R_{\nu, \bar{\nu}} = \sigma_{NC}^{\nu, \bar{\nu}} / \sigma_{CC}^{\nu, \bar{\nu}}$).

Подставляя (19) в (1), ограничиваясь изоскалярной мишенью ($\beta = 1/2$) и фиксированным углом $\theta_{E6} = 142.24^\circ$ (5), можно вычислить величины $r(R_\nu)$ и $r(R_{\bar{\nu}})$. Рис. 1а, б показывает зависимость этих величин от физической массы Z -бозона M_Z при углах Z - Z' смешивания θ , равных $-0.1, -0.05, 0., 0.05, 0.1$ рад. (кривые 1-5 соответственно).



а



б

Рис. I

Отметим характерные особенности полученных кривых:

1. Если $M_1 = M_2 = M$, то выпадает зависимость от угла $Z-Z'$ смешивания и все кривые пересекаются в одной точке.

2. При $\theta = 0$ $|r(R_\nu, \bar{\nu})|$ пропорционально M_2^{-2} и быстро спадает до нуля с ростом массы M_2 , при фиксированном ненулевом θ вклад в $|r(R_\nu, \bar{\nu})|$, пропорциональный M_2^{-2} , также быстро зануляется с ростом M_2 , однако за счет $Z-Z'$ смешивания с ростом M_2 уменьшается M_1 и растет вклад в $|r(R_\nu, \bar{\nu})|$, пропорциональный M_1^{-2} , что и приводит к значительному отличию $R_\nu, \bar{\nu}$ от соответствующих величин в СМ.

3. Наличие экспериментально измеренного значения физической массы Z^0 -бозона $M_1 = 91.5 \pm 1.2 \pm 1.7$ /13/ согласно формуле (11) накладывает ограничение на отмеченный выше рост отклонения от СМ:

$$M_2^2 \leq \frac{M^2}{\sin^2 \theta} - M_{\min}^2 \tan^2 \theta, \text{ где } M_{\min} \approx 90 \text{ ГэВ.}$$

По этой причине с ростом $|\theta|$ кривые обрываются при меньших значениях M_2^2 . Кроме того, область слишком большого отклонения от СМ $|r(R_\nu, \bar{\nu})| \geq 5-10\%$ уже исключена достигнутой точностью экспериментальных данных.

Наиболее информативно представить полученные результаты на плоскости $(\theta$ и $M_2)$. На рис.2а(2б) для $R_\nu(R_{\bar{\nu}})$ контур 1 /14/

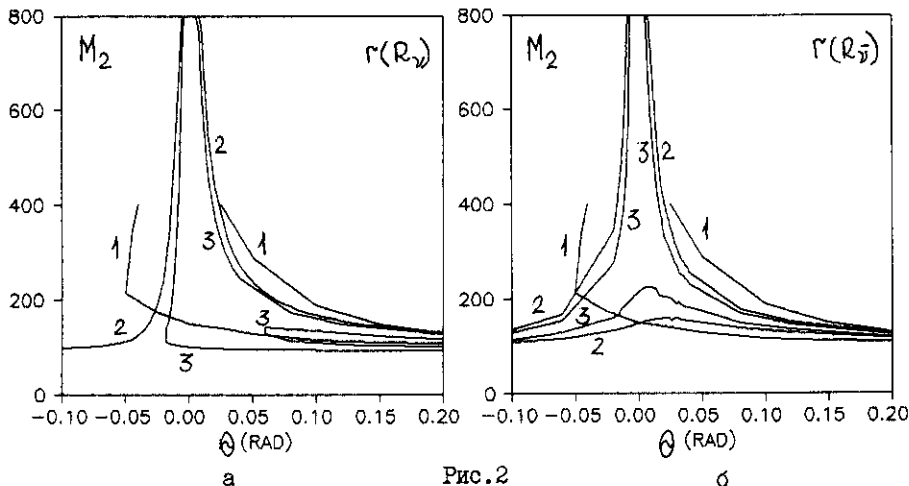


Рис.2

ограничивает область допустимых в настоящее время значений параметров θ и M_2 , тогда как контуры 2 и 3 демонстрируют сужение этой области при измерении $R_\nu(R_{\bar{\nu}})$ на изоскалярной мишени с точностью 1% и 0,5% соответственно. Именно такого порядка точности плани-

руется достичь в нейтринных экспериментах на УНК. Использование чисто протонной или нейтронной мишени не дает качественно лучших ограничений /15/, однако достижение соответствующей точности (процентной) в этих случаях требует существенно больших усилий со стороны эксперимента.

Рассмотрим отклонения от СМ в соотношениях Пашоса-Вольфенштейна, определяемых вкладом VA-интерференции слабых токов, и ограничимся изоскалярной мишенью:

$$R^h = \frac{\sigma(\nu h + \nu X) - \sigma(\bar{\nu} h + \bar{\nu} X)}{\sigma(\nu h + \mu^- X) - \sigma(\bar{\nu} h + \mu^+ X)} \quad (20)$$

Зависимость $r(P)$ (1) от массы Z' -бозона при фиксированных углах Z - Z' смешивания имеет вид, аналогичный представленному на рис.1а, однако с несколько большими значениями отклонения от СМ при малых M_2 (примерно 5% в отличие от 1% на рис.1а). К сожалению, точность измерения величины R невелика (на уровне 10-15%), что не дает новых ограничений. На рис.3 помимо контура 1 представлены кривые 2

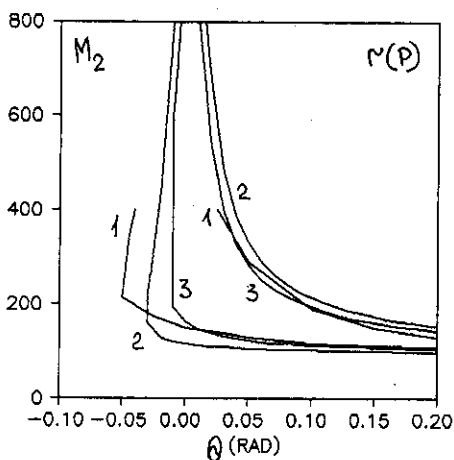


Рис.3

и 3, отвечающие измерению величины R на изоскалярной мишени с точностью 3% и 1,5%. Достижение такой или большей точности позволит, по-видимому, надежно исключить область отрицательных углов смешивания θ (для $\theta_{R6} = 142.24^\circ$).

Анализ отклонений от СМ в отношениях сечений

$$R_\nu^{n/p} = \frac{\sigma(\nu n + \nu X)}{\sigma(\nu p + \nu X)}, \quad R_\nu^{\bar{n}/\bar{p}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} n + \bar{\nu} X)}{\sigma(\bar{\nu} p + \bar{\nu} X)} \quad (21)$$

показал, что величины $r(R_\nu^{n/p})$ и $r(R_\nu^{\bar{n}/\bar{p}})$ не превышают 7%, и эффект не выходит за рамки экспериментальных точностей, составляющих 10%.

Достижение даже процентной точности измерения величин $R_{\nu}^{n/p}$ и $R_{\nu}^{n/p}$ не позволит дать новых ограничений на параметры θ и M_2 .

Относительные разности

$$\Delta_{\nu} = \frac{\sigma(\nu n + \nu X) - \sigma(\nu p + \nu X)}{\sigma(\nu n + \mu X) - \sigma(\nu p + \mu X)}, \quad \Delta_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} n + \bar{\nu} X) - \sigma(\bar{\nu} p + \bar{\nu} X)}{\sigma(\bar{\nu} n + \mu X) - \sigma(\bar{\nu} p + \mu X)} \quad (22)$$

представляют наибольший интерес с точки зрения поиска отклонений от СМ за счет дополнительного Z' - бозона. В партонной модели

$$\begin{aligned} \Delta_{\nu} &= \epsilon_L^2(u_L) - \epsilon_L^2(d_L) + \omega \{ \epsilon_L^2(u_R) - \epsilon_L^2(d_R) \}, \\ \Delta_{\bar{\nu}} &= \epsilon_L^2(u_L) - \epsilon_L^2(d_L) + \omega^{-1} \{ \epsilon_L^2(u_R) - \epsilon_L^2(d_R) \}. \end{aligned} \quad (23)$$

На рис. 4 показана зависимость $r(\Delta_{\bar{\nu}})$ от массы M_2 при $\theta = -0.1$,

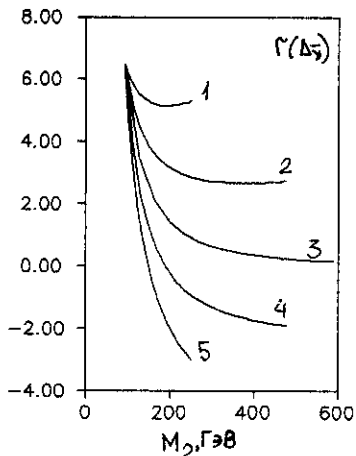


Рис. 4

$-0.05, 0, 0.05, 0.1$ рад. (кривые 1-5). Для $r(\Delta_{\nu})$ характер кривых не меняется, однако эффект примерно на порядок меньше. Отклонения от СМ значительны: до 600% для $\Delta_{\bar{\nu}}$ и до 80% для Δ_{ν} , тогда как экспериментальные точности достигают соответственно 400% и 80% /16/. Столь большая относительная ошибка $\Delta_{\bar{\nu}}$ объясняется близостью в СМ к нулю значения $\Delta_{\bar{\nu}} \propto X_W(1-4X_W)$ при $X_W=0.23$. Иными словами, ошибка в 600% означает, что Z' - бозон дает вклад в $\Delta_{\bar{\nu}}$ в 7 раз больше, чем обычный Z -бозон. На рис. 5 кривая 2 отвечает измерению Δ_{ν} с точностью 20%, а кривые 3 и 4 соответственно измерению $\Delta_{\bar{\nu}}$ с точностью 80% и 60%. Отметим, что для изучения $\Delta_{\bar{\nu}}$, Δ_{ν} нет необходимости иметь чисто протонную и нейтронную мишени, достаточно располагать двумя мишенями с различными изоспинами.

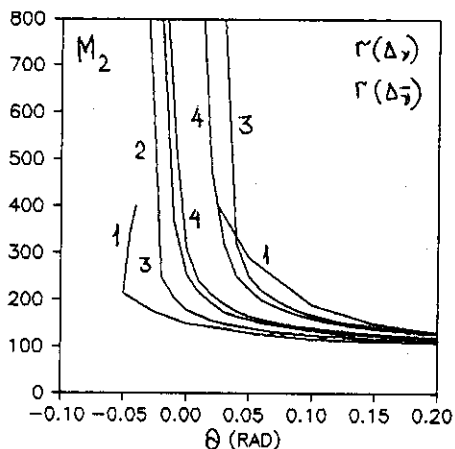


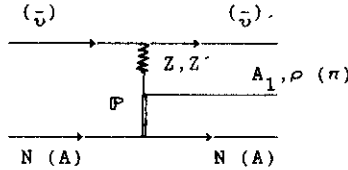
Рис.5

Итак, главным условием наблюдения дополнительного Z' -бозона в глубоконеупругом нейтрино-нуклонном рассеянии является существенное увеличение точности. В нейтринных экспериментах на УНК /17/ планируется увеличение статистики примерно в 10-15 раз по сравнению с современным уровнем. Результатом должно стать 3-4-кратное уменьшение ошибок измерений. Изображенные в плоскости параметров θ и M_2 кривые отвечают именно таким ожидаемым точностям. Они существенно сужают область возможных значений параметров. Отметим также, что проявление Z' -бозона имеет более отчетливый характер в антинейтринных экспериментах.

Изложенные выводы базируются на рассмотрении наиболее чувствительных к вкладу Z' -бозона величин, составленных из сечений $\nu(\bar{\nu})N$ -рассеяния. Степень достоверности подобных выводов во многом зависит от влияния неопределенностей, обусловленных структурой адронной мишени: ядерными эффектами, выбором вида структурных функций нуклона, их Q^2 -эволюцией, твистовыми поправкам. Поскольку были использованы величины только в виде отношения различных сечений (1), то указанные неопределенности практически сокращаются.

§3. Z' - бозон в упругом и квазиупругом рассеянии нейтрино

Процессы когерентного нейтринообразования π^0 -мезонов на ядрах и дифракционного нейтринорождения ρ^0 - и A_1^0 -мезонов на нуклонах описываются диаграммой померонного обмена.



Отношения сечений этих процессов к соответствующим сечениям в канале заряженных токов благодаря гипотезе о доминировании поперона просто выражаются через параметры эффективного адронного тока (14), (18) /9,11/:

$$R_{\pi^0}^{\text{coh}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} A + \bar{\nu} \pi^0 A)}{\sigma(\bar{\nu} A + \mu^{\pm} \rho^{\pm} A)} = \frac{\beta_L^2}{2}, \quad R_{A_1^0}^{\text{difr}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} N + \bar{\nu} A_1^0 N)}{\sigma(\bar{\nu} N + \mu^{\pm} \rho^{\pm} A)} = \frac{\beta_L^2}{2}, \quad (24)$$

$$R_{\rho^0}^{\text{difr}} = \frac{\sigma(\bar{\nu} N + \bar{\nu} \rho^0 N)}{\sigma(\bar{\nu} N + \mu^{\pm} \rho^{\pm} A)} = \frac{\alpha_L^2}{2}. \quad (25)$$

На рис. 6а,б,в для $\theta_{E6} = 0, 90, 142.24^\circ$ показаны отклонения от СМ

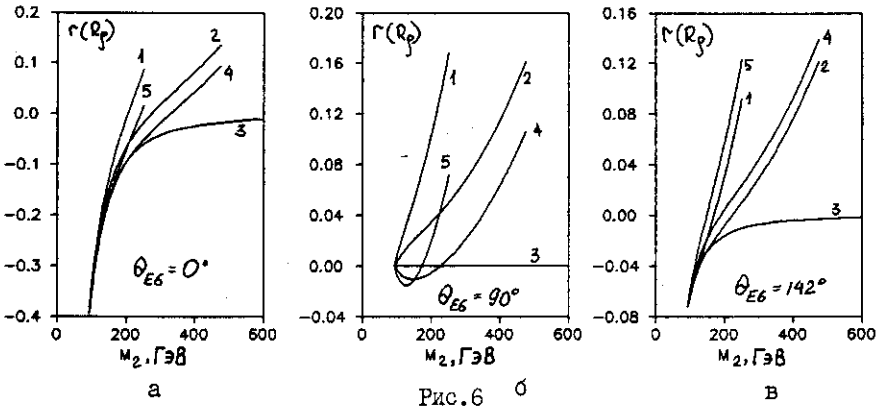


Рис. 6 б

в величинах (24), $r(R_{A^0})$, в зависимости от массы Z' -бозона M_2 при углах z - z' смешивания $\theta = -0.1, -0.05, 0, 0.05, 0.1$ рад. (кривые 1-5). Для отношения (25) соответствующие графики приведены в работе /18/.

Обращает на себя внимание значительная зависимость от угла θ_{E6} , параметризующего схему нарушения симметрии на промежуточном масштабе. Выделяется случай $\theta_{E6} = 0$, когда взаимодействие Z' -бозона с обычной материей становится чисто аксиальным. Рис. 7 иллюстрирует сужение области параметров θ и M_2 при измерении R_{π^0} (R_{A^0}) с точностью 3% и 1% (кривые 2,3), а R_{ρ^0} с точностью 3%, 5% (кривые 4,5).

Рассмотрим проявление Z' -бозона в чисто лептонных взаимодействиях на примере упругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на

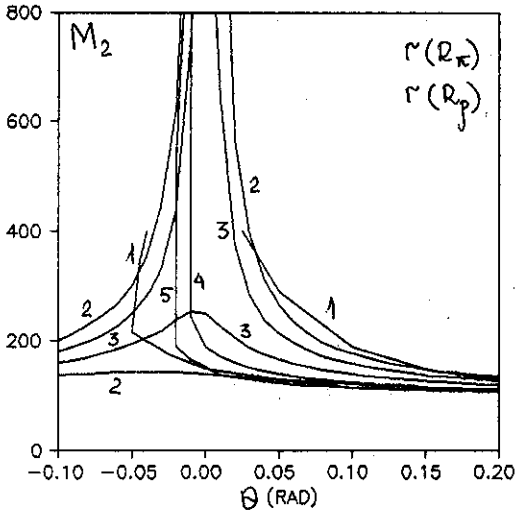


Рис.7

электроне. Приведем в качестве иллюстрации выражение для полного сечения рассеяния мюонного нейтрино на электроне /9,11/:

$$\sigma(\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e) = 2 \frac{G^2 M_e E_{\nu}}{\pi} \{ \epsilon_L^2(e_L) + \omega \epsilon_L^2(e_R) \}. \quad (26)$$

В случае антинейтрино ω стоит перед первым слагаемым в (26), для электронного (анти)нейтрино необходимо учесть возможность обмена W-бозоном, что достигается добавлением 1 к $\epsilon_L(e_L)$.

В работе /18/ вычислены отклонения от СМ для полных сечений и их разностей: $\sigma(\bar{\nu}_{\mu}e)$, $\sigma(\nu_{\mu}e) - \sigma(\bar{\nu}_{\mu}e)$, $\sigma(\nu_e e) - \sigma(\bar{\nu}_e e)$, здесь же приведем лишь кривые в плоскости θ и M_2 для наиболее чувствительных к Z'-бозону величин $\sigma(\nu_{\mu}e)$, $\sigma(\bar{\nu}_{\mu}e)$ и $\sigma(\nu_{\mu}e) - \sigma(\bar{\nu}_{\mu}e)$. На рис.8 кривые 2,3 соответствуют $r(\sigma(\nu_{\mu}e)) = 2\%, 1\%$ и кривые 4,5 - $r(\sigma(\bar{\nu}_{\mu}e)) = 2\%, 5\%$. На рис.9 кривая 3 отвечает $r(\sigma(\nu_{\mu}e) - \sigma(\bar{\nu}_{\mu}e)) = 10\%$. Контур 1 /14/ ограничивает допустимую в настоящее время область параметров M_2 и θ . Как видим, по достижении указанных точностей имеется хорошая возможность сузить область этих параметров.

Приведем необходимые в дальнейшем формулы, относящиеся к упругому рассеянию на нуклонах. Дифференциальное сечение упругого рассеяния лептона $\ell(\nu, \bar{\nu}, e^-, e^+, \mu^-, \dots)$, обладающего V-спиральностью (V=+1 или L, -1 или R), на неполяризованном нуклоне N может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(\ell_B N) = \frac{G^2}{2\pi} \sum_{i=1}^4 k_i \varphi_i(N, Q^2, V), \quad (27)$$

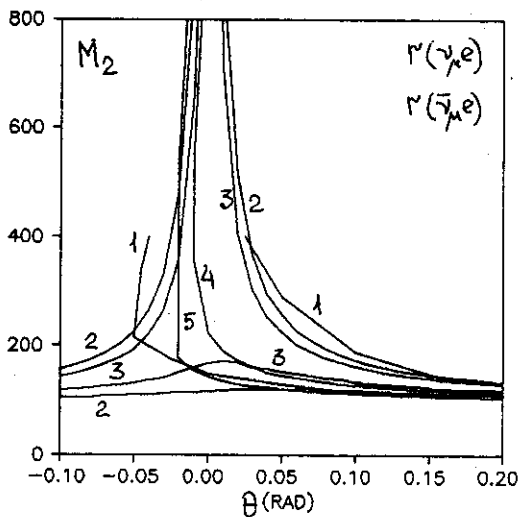


Рис.8

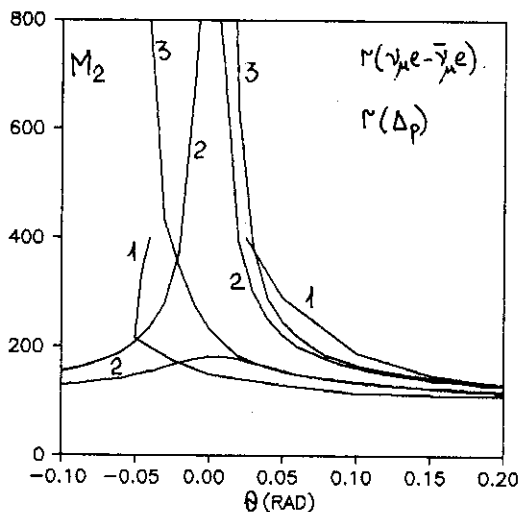


Рис.9

где $y = \frac{Q^2}{2pk}$ и $k_1 = y \frac{M^2}{pk}$, $k_2 = 2y - y^2$, $k_3 = 1 - y - y \frac{M^2}{2pk}$, $k_4 = y^2/2$ - кинематические множители. Структурные функции φ_i выражаются через стандартным образом определенные аксиальный A_B , векторный V_B и магнитный M_B формфакторы эффективного нейтрального адронного тока (17): ($\tau = Q^2/4m_p^2$):

$$\varphi_i(N, Q^2, B) = (A_B)^2,$$

$$\begin{aligned}
\varphi_2(N, Q^2, B) &= -BA_B(V_B + M_B), \\
\varphi_3(N, Q^2, B) &= (A_B)^2 + (V_B)^2 + \tau(M_B)^2, \\
\varphi_4(N, Q^2, B) &= (A_B^2) + (V_B + M_B)^2.
\end{aligned}
\tag{28}$$

Принимая во внимание гипотезу сохранения векторного тока и используя обычный изотопический формализм, а также хорошо апробированную эмпирическую связь между формфакторами (т.н. масштабный закон): $G_E^P \approx G_M^P/\mu_P \approx G_M^N/\mu_N$, $G_E^N \approx 0$, можно выразить /18/ формфакторы A_B, V_B, M_B через электромагнитный протонный формфактор $G_E^P(Q^2)$ и формфактор аксиального заряженного тока $F_A(Q^2)$:

$$\begin{aligned}
A_B^{P,N}(Q^2) &= \{\pm\beta_B + \kappa \delta_B\} \frac{F_A(Q^2)}{4}, \\
V_B^{P,N}(Q^2) &= \pm\{(\alpha_B \pm 3\gamma_B)(1 + \tau\mu_P) - (\alpha_B \mp 3\gamma_B)\tau\mu_N\} \frac{G_E^P(Q^2)}{4(1+\tau)}, \\
M_B^{P,N}(Q^2) &= \pm\{(\alpha_B \pm 3\gamma_B)(\mu_P - 1) - (\alpha_B \mp 3\gamma_B)\mu_N\} \frac{G_E^P(Q^2)}{4(1+\tau)},
\end{aligned}
\tag{29}$$

где $\mu_P = 2,79$, $\mu_N = -1,91$ - протонный и нейтронный магнитные моменты; $\kappa = F_A^S(0)/C_A = 0,3$ определяет нормировку слабого аксиального изоскалярного формфактора $F_A^S(Q^2)$ в нерелятивистской $SU(6)$ - кварковой модели, $C_A = F_A(0) = 1,25 \pm 0,06$.

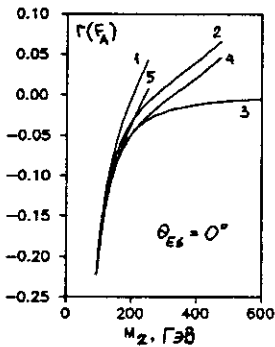
Легко заметить, что весь вклад Z' -бозона посредством параметров $\alpha_B, \beta_B, \gamma_B, \delta_B$ сосредоточен в эффективных формфакторах (29), которые с помощью формул (28) определяют сечение (27) в случае произвольного нейтрального векторного бозона.

Обратимся к упругому $\nu(\bar{\nu})N$ -рассеянию. Из предыдущего замечания ясно, что отклонение от СМ в сечениях упругого $\nu(\bar{\nu})N$ -рассеяния, обусловленное Z' -бозоном, $r[\sigma(\bar{\nu}'_p, n \rightarrow \bar{\nu}'_p, n)]$ определяется отклонениями от СМ в формфакторах $r(A_L^{P,N})$, $r(V_L^{P,N})$ и $r(M_L^{P,N})$. Заметим, что эти величины свободны от неопределенностей адронной структуры, так, например, для $r(A_L^P)$ имеем

$$r(A_L^P) = \frac{\kappa \delta_L + \beta_L}{\kappa \xi + 1} - 1.$$

Вклад Z' -бозона в формфакторы (29) изучен в работе /18/. Для иллюстрации этого вклада на рис. 10а,б,в представлена зависимость $r(A_L^P)$ от массы Z' -бозона $M_{Z'}$ при фиксированных углах Z - Z' смешивания $\theta = -0,1, -0,05, 0, 0,05, 0,1$ рад. (кривые 1-5 соответственно) и $\vartheta_{E6} = 0; 90; 142,24^\circ$.

Для сечений (27) также можно построить соотношение, чувствительное к вкладу Z' - бозона и свободное от неопределенностей адронной структуры. Таковым является обобщение известного соотношения Пашоса-Вольфенштейна на случай упругого рассеяния /19/:



а

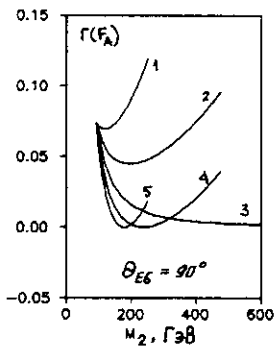
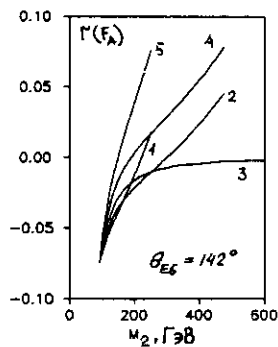


Рис. 10 б



в

$$\Delta_{p,n} = \frac{\sigma_{NC}(\nu p, n) - \sigma_{NC}(\bar{\nu} p, n)}{\sigma(\nu n + \mu p) - \sigma(\bar{\nu} p + \mu n)} = \frac{(\alpha_B \pm 3\gamma_B)\mu_{p,n} - (\alpha_B \mp 3\gamma_B)\mu_{n,p}}{2\cos\theta_c(\mu_p - \mu_n)} (\kappa\delta_B \pm \beta_B), \quad (30)$$

справедливое как для полных, так и для дифференциальных сечений.

На рис.9 кривая 2 соответствует $r(\Delta_p) = 1\%$.

Более подробные результаты можно найти в работе /18/.

Итак, рассмотрено проявление Z' -бозона в упругих и квазиупругих нейтринных взаимодействиях. В зависимости от параметров суперструнной E_6 -модели отклонения от СМ за счет Z' может достигать значительных величин. Главным условием обнаружения проявлений Z' -бозона является повышение точности измерений. Наиболее чувствительными к Z' величинами, по-видимому, являются сечение $\bar{\nu}_\mu e$ -рассеяния, разность сечений $\sigma(\nu_\mu e) - \sigma(\bar{\nu}_\mu e)$, величина R_{ρ^0} (25) и Δ_{p+n} (30). Последнее благодаря тому, что сумма аксиальных формфакторов протона и нейтрона в СМ $F_A^p + F_A^n \approx 0$. Измеряя Δ_{p+n} в упругом νd -рассеянии, можно попытаться выделить вклад Z' -бозона в чистом виде. В отличие от глубоконеупругого νN -рассеяния рассмотренные процессы обладают избирательной чувствительностью к различным константам взаимодействия Z' -бозона. Это весьма важно для распознавания вклада Z' при анализе экспериментальных данных.

§4. Z' -бозон в упругом электрон-протонном рассеянии

Исследование новой физики, в том числе и проявлений Z' -бозона, планируется в глубоконеупругих $e p$ -столкновениях на встречных электрон-протонных пучках установки HERA. В упругом $e p$ -рассеянии при энергиях HERA не удастся достичь необходимой точности измерений для того, чтобы составить конкуренцию

глубокоупругому рассеянию в вопросе обнаружения проявлений Z' -бозона /20/.

Однако, как уже отмечалось, главным является не возрастание энергии, а уменьшение ошибок эксперимента. Такого сорта значительное увеличение точности предполагается получить на установке Continuous Electron Beam Accelerator Facility (СЕВАF), где ожидаемая светимость будет около 10^{38} см⁻²/с /21/. В этом случае, к примеру, 1-2% уровень точности может быть достигнут при измерении чувствительной к нарушению четности асимметрии в упругом электрон-нуклонном рассеянии /22/:

$$A(e_L^- e_R^-) = \frac{\frac{d\sigma}{dQ^2}(e_L^- N + e^- N) - \frac{d\sigma}{dQ^2}(e_R^- N + e^- N)}{\frac{d\sigma}{dQ^2}(e_L^- N + e^- N) + \frac{d\sigma}{dQ^2}(e_R^- N + e^- N)} \quad (31)$$

Сечения упругого рассеяния поляризованных электронов на нуклонах (протонах) определяются выражениями (27)-(29). Электромагнитное взаимодействие представлено в формулах (15), (18) первым слагаемым, пропорциональным постоянной тонкой структуры $\alpha = g_0^2/4\pi = 1/137$. В предположении малости переданного импульса Q^2 параметры (18) могут быть переписаны в виде

$$\begin{aligned} \alpha_B &= \frac{\sqrt{2}}{4G} \sum_i g_i^2 \frac{\alpha_i Q_i(e_B^-)}{M_i^2} - \chi \frac{m_p^2}{Q^2}, & \beta_B &= \frac{\sqrt{2}}{4G} \sum_i g_i^2 \frac{\beta_i Q_i(e_B^-)}{M_i^2}, \\ \gamma_B &= \frac{\sqrt{2}}{4G} \sum_i g_i^2 \frac{\gamma_i Q_i(e_B^-)}{M_i^2} - \frac{\chi}{3} \frac{m_p^2}{Q^2}, & \delta_B &= \frac{\sqrt{2}}{4G} \sum_i g_i^2 \frac{\delta_i Q_i(e_B^-)}{M_i^2}, \end{aligned} \quad (32)$$

где $\chi = 2\pi\alpha\sqrt{2}/Gm_p^2 \approx 0.6 \cdot 10^4$, m_p - масса протона и $B = L, R$.

Подставляя формулы (32) в сечения (27)-(29) и вычисляя асимметрию $A(e_L^- e_R^-)$ (31), можно оценить влияние дополнительного Z' -бозона, т.е. найти $r(A(e_L^- e_R^-)) \equiv r(e_L^- e_R^-)$. В качестве примера рассмотрим только рассеяние поляризованных электронов на неполяризованных протонах, ориентируясь на возможности СЕВАF/21/.

При фиксированной энергии электронов $E=2$ ГэВ $r(e_L^- e_R^-)$ зависит от кинематических переменных y (или Q^2) и параметров M_2 , θ и φ_{E6} . Как и ранее, ограничимся значениями угла $\varphi_{E6} = 0^\circ, 90^\circ$ и 142.24° . Для этих углов и $Q^2 = 0.5$ ГэВ²/с² (или $y \approx 0.1$) на рис.11а,б,в показано отклонение от СМ, $r(e_L^- e_R^-)$, как функция M_2 при фиксированных θ , равных -0.04 (кривая 1), -0.02 (2), 0 (3), 0.02 (4), 0.04 (5). При изменении y кривые меняются слабо. Характерное поведение их: быстрое зануление при $\theta=0$ и возрастание (от долей процентов до 25-30%) при $\theta \neq 0$ с ростом M_2 и т.д. сохраняется и имеет то же происхождение, что и в глубокоупругом рассеянии.

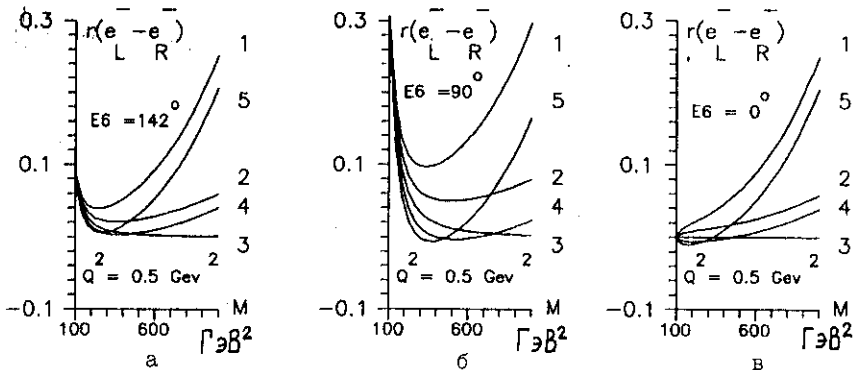


Рис.11

Сравнение контуров 2(для $r(e_L^- e_R^-)=1\%$) и 3(для 2%) с контуром 1 на рис.12 демонстрирует возможности получения достаточно жестких ограничений на параметры M_2 и θ при $\theta_{\text{Е6}}=142.24^\circ$ из прецизионных экспериментов на установке СЕВАФ. Для 1% (2%) точности M_2 должна быть больше 450(320) ГэВ и $|\theta|$ не должен превышать 0.01(0.03) радиан. Приведенные контуры соответствуют $y=0.5$, с уменьшением y ограничения становятся менее жесткими, и в случае $y \approx 0$ контуры практически не отличаются от полученных ранее для глубоко-неупругого нейтрино-нуклонного рассеяния (см. рис.2). Т.о., упругое ер-рассеяние обладает большей чувствительностью к Z' -бозону лишь при достаточно больших y . Контур 1 соответствует имеющимся ограничениям на параметры M_2 и θ /23/. Аналогичные результаты получены в работе /24/.

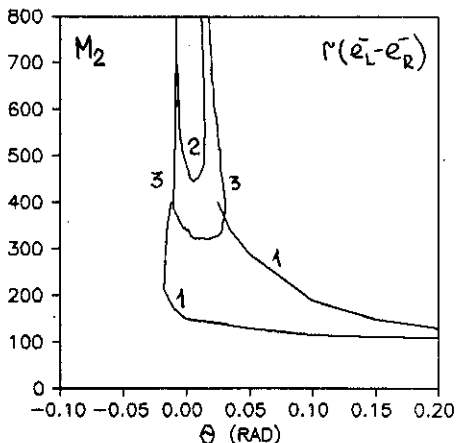


Рис.12

Заметим, что упругая асимметрия $A(e_L^- e_R^-)$ дает возможность получить информацию, главным образом, только о векторном члене слабого адронного тока V_q , который входит в нарушающий четность эффективный лагранжиан в виде произведения $A_e V_q$. Такого сорта информация в настоящее время с хорошей точностью получена из глубоконеупругого ер-рассеяния и изучения P-нечетных эффектов в атомных экспериментах [8,9,25]. Дополнительная информация, необходимая для определения аксиальной части слабого адронного тока A_q , который входит в лагранжиан в виде $V_e A_q$, не может быть надежно извлечена из этих экспериментов.

В той области, где u не 0 или 1, источником такой информации о A_q может быть прецизионное изучение зарядовой асимметрии $A(e_L^- e_R^+)$, так как она пропорциональна вкладу параметров аксиального слабого тока β_L и δ_L (17):

$$A(e_L^- e_R^+) \propto \{\beta_L + \kappa \delta_L\} k_3 F_A(Q^2) (F_V^{em} + F_M^{em}) / \sigma_{em}.$$

Совместные результаты измерений асимметрий $A(e_L^- e_R^-)$ и $A(e_L^- e_R^+)$ дают возможность полностью определить пространственно-временную структуру нарушающего четность эффективного лагранжиана. Под этим углом зрения оценим проявления Z' в $A(e_L^- e_R^+)$. Для обсуждаемых углов θ_{E6} и $Q^2 = 0.5 \text{ ГэВ}^2/c^2$ на рис. 13а,б,в представлено $r(A(e_L^- e_R^+))$ - отклонение от СМ для зарядовой асимметрии. Все обозначения такие же, как и на рис. 11.

Итак, вклад Z' -бозона в асимметрию типа $A(e_L^- e_R^-)$ варьируется от долей процента до 20-25% в зависимости от параметров суперструнной E6-модели. Прецизионные измерения упругой ер-асимметрии на установке СЕВАГ позволят если не обнаружить косвенное проявление Z' -бозона, то, по крайней мере, смогут дать существенные ограничения на значения этих параметров.

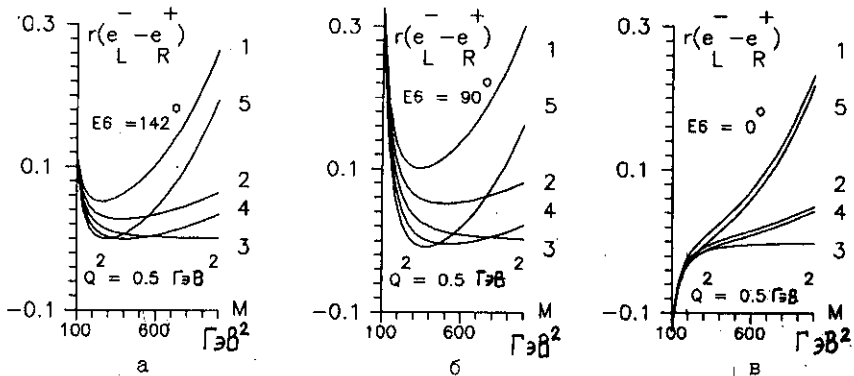


Рис.13

Указана также зарядовая асимметрия $A(e_L^- e_R^+)$, пропорциональная вкладу аксиально-векторного слабого адронного нейтрального тока. Ее изучение даст возможность получить важную информацию о структуре P-нечетного эффективного лагранжиана.

Заклучение

В суперструнной E6-модели изучен вклад дополнительного Z' -бозона во взаимодействиях нейтрино, антинейтрино, поляризованных электронов и позитронов с фиксированной адронной (лептонной) мишенью. Показано, что главным условием косвенного наблюдения проявлений Z' -бозона является значительное повышение статистической точности измерений. Благодаря тому, что анализируются измеряемые величины или их комбинации, слабо чувствительные к адронной структуре, удастся существенно снизить влияние систематических неопределенностей, связанных с этой структурой.

Среди наиболее чувствительных к Z' - бозону величин можно отметить в глубоконеупругом $\nu(\bar{\nu})N$ - рассеянии $R_{\nu}^{\nu} = \sigma_{NC}^{\nu} / \sigma_{CC}^{\nu}$ (19) и относительные разности Δ_{ν}^{ν} , $\Delta_{\nu}^{\nu}(22)$; в упругом и квазиупругом нейтринном рассеянии дифракционное рождение ρ^0 -мезона R_{ρ^0} (25), соотношение Пашоса-Вольфенштейна для упругого рассеяния на изо-скалярной мишени Δ_{p+n} (30), полное сечение $\bar{\nu}_{\mu}e$ - рассеяния и разность $\sigma(\nu_{\mu}e) - \sigma(\bar{\nu}_{\mu}e)$. В упругом $e\nu$ -рассеянии значительная чувствительность к Z' -бозону обнаруживается при не очень малых переделах в P-нечетной асимметрии $A(e_L^- e_R^-)$.

Оказалось, что относительно стандартной модели Z' может давать вклад, варьирующийся от долей процента до сотен процентов в зависимости от параметров E6-модели, изучаемых физических процессов, а также формы представления соответствующих экспериментальных данных. Существенным является Z - Z' смешивание. При ненулевых углах смешивания θ имеет место возрастание отклонений от СМ практически для всех рассмотренных процессов. Анализ проводился на древесном уровне, без учета радиационных поправок, это допустимо для прогнозирования эффекта. Однако при обработке данных конкретного эксперимента с целью выявления вклада Z' -бозона необходимо принимать во внимание и корректно учитывать влияние электрослабых радиационных поправок/26/.

Интерес к изучению вклада Z' -бозона в рассмотренные процессы объясняется их избирательной чувствительностью к различным константам взаимодействия Z' с фермионами. Даже если Z' -бозон будет обнаружен явно в $p\bar{p}$ - или e^-e^+ -столкновениях при высоких энергиях, задача измерения этих констант остается и будет решаться

в экспериментах на фиксированной мишени по косвенным проявлениям Z' в указанных процессах. Если же его масса будет слишком велика, то косвенные эксперименты останутся единственным источником информации о Z' -бозоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Green, J.Schwarz -Phys.Lett., 1984,148B, p.17.
2. D.Gross et al. -Phys.Rev.Lett., 1985,54, p502;
P.Candelas et al. -Nucl.Phys., 1985,B258, p.46.
3. R.W.Robinett -Phys.Rev., 1986,D33, p.1908; M.Dine et al. -Nucl. Phys. 1985, B259, p.549; T.G.Rizzo -Phys.Rev., 1986,D34, p.1438.
4. D.London, J.Rosner -Phys.Rev., 1986,D34, p.1530; E.Cohen et al. -Phys.Lett., 1985,165B, p.76; J.Ellis et al. -Nucl.Phys., 1986, B276, p.436.
5. J.Pati, A.Salam -Phys.Rev., 1974,D10, p.275; R.N.Mohapatra, D.P.Sidhu -Phys.Rev.Lett., 1977,38, p.667; T.G.Rizzo - Phys.Rev., 1980, D21, p.1214;
6. G.Wolf - Prepr.DESY, DESY 86-089, 1986; G.Ingelman -Prepr.DESY, DESY 87-144, 1987; F.Cornet, R.Ruckl -Prepr.DESY, DESY 86-128; Prepr.DESY, DESY 87-107; B.Adeva et al. -Prepr.CERN, CERN-TH. 4535/86; P.Chiappetta et al. - Phys.Lett., 1987,B193, p.346; Г.Г. Волков и др. - ЭЧАЯ, 1988, т.19, в.2, с.1026-1114.
7. V.Berger et al. -Phys.Rev.Lett, 1986,56, p.30; V.Berger et al. -Phys.Rev., 1987,D35, p.2893; D.London, et al. - Mod.Phys.Lett., 1987,A2, p.343, P.J.Franzini, F.J.Gilman -Phys.Rev., 1987,D35, p.855; F.Cornet, R.Ruckl -Phys.Lett., 1987,B184, p.263; S.Capstick, S.Godfrey -Phys.Rev., 1987, D35, p.3351.
8. J.Bordes -Prepr.Rutherford Appleton Lab., RAL-87-006, 1987. М.А.Бушья, Л.Потье - УФН, 1988, т.155, с.299-316.
9. F.Gall - Fortschr. Physik, 1987, 35, p.115.
10. P.Langacker, R.W.Robinet, J.L.Rosner -Phys.Rev., 1984,D30, p.1470.
11. J.E.Kim et al. - Rev.Mod.Phys., 1981, 53, p.211.
12. L.Wolfenstein - Phys.Rev., 1979, D19, p.3450;
J.Collins, F.Wilczek, A.See - Phys.Rev., 1978, D18, p.242.
13. G.Arnison et al. - Phys.Lett., 1986,B166, p.484;
R.Ansari et al. - Phys.Lett., 1987,B186, p.440.
14. L.S.Durkin, P.Langacker -Phys.Lett., 1986,B166, p.436.
15. Бедняков В.А., Коваленко С.Г. -ЯФ, 1989, т.49, с.866.
16. Allasia D. et al. -Phys.Lett. 1983,133B, p.129.

17. Бовенко А.С. и др. В трудах 8 Рабочего сов. по нейтринному детектору ИФЭ-ОИЯИ. Д1,2,13-87-614, Дубна, 1987. ОИЯИ,
18. V.A.Bednyakov, S.G.Kovalenko -Phys.Lett., 1988, 214B, p.640;
V.A.Bednyakov, S.G.Kovalenko Preprint JINR, E2-88-395, Dubna, 1988
19. V.A.Bednyakov, S.G.Kovalenko - Phys.Lett., 1989, 219B, p.96.
20. Алтайский М.В., Бедняков В.А.-Препр.ИКИ, ПР1513, М., 1989.
21. R.Carlini, R.Siegel - In: Proceedings CEBAF/SURA Summer Workshop, p.418-428, Newport News, Virginia, June 22-26, 1987.
J.D.Walecka - Preprint CEBAF-PR-87-003, 1987.
22. G.Feinberg -Phys.Rev., 1975, D12, p.3575; J.D.Bjorken -Phys.Rev. 1978, D18, p.3239; F.J.Gilman, T.Tsao -Phys.Rev., 1979, D19, p.790.
23. L.S.Durkin, P.Langacker-Phys.Lett., 1986, B166, p.436; G.Costa et al. -Nucl.Phys., 1988, B297, p.244; U.Amaldi et al.- Phys.Rev., 1987, D36, p.1385.
24. S.J.Pollock - Phys.Rev. D., 1989, v.39, n.1, p.163-168.
25. C.Y.Prescott et al. -Phys.Lett., 1978, B77, p.347; 1978, B84, p.524
26. Bardin D.Yu. et al. -J.Phys., 1981, G7, p.1331.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1989 года.