

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 383

P2-88-364

В.А.Бедняков, С.Г.Коваленко

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ Z' -БОЗОН
В УПРУГОМ И КВАЗИУПРУГОМ νN -РАССЕЯНИИ⁽⁻⁾

Направлено в журнал "Physics Letters B"

1988

Вывод из суперструн экспериментально проверяемых предсказаний - одна из ключевых проблем в построении единой теории элементарных частиц. Есть убедительные основания полагать, что десятимерная $E_8 \times E_8$ суперструна приводит после компактификации к 4-мерной $N=1$ суперсимметричной теории с калибровочной группой E_6 . Суперполя материи группируются при этом в 27-плеты $E_6^{1/3}$. Интересным физическим следствием такой схемы является возможное существование сравнительно легких, с массой меньше 1 ТэВ, экзотических фермионов ^{2/} и дополнительного Z' -бозона ^{3/}.

Ниже мы остановимся на проявлениях Z' -бозона. В последнее время данному вопросу уделялось значительное внимание ^{4-5/}. Были получены предсказания, касающиеся проявления этой частицы в глубоконеупругих процессах, в упругом $\nu e, \nu e$ -рассеянии, e^+e^- -аннигиляции, нарушении четности в атомах. И все же для четкой идентификации возможных отклонений от стандартной модели /СМ/ с вкладом Z' -бозона потребуется исследование более широкого класса процессов.

Мы рассчитаем и проанализируем величину и характер этого вклада в упругое νN -рассеяние, когерентное нейтрино-рождение π^0 -мезонов на ядрах и некоторые дифракционные процессы:

- $\nu N \rightarrow \nu N$, /1/
- $\nu A \rightarrow \nu \pi^0 A$, /2/
- $\nu N \rightarrow \nu \rho^0(A_1^0) N$. /3/

В рассматриваемой схеме низкоэнергетического предела суперструн группа E_8 нарушается на масштабе компактификации посредством топологического механизма /flux breaking/ до подгрупп 5-го или 6-го ранга ^{1/}

- $SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y} \times U_1'$ rank 5, — /4/
- $SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y} \times U_{1\psi} \times U_{1\chi}$ rank 6. /5/

Возможны и другие варианты подгрупп ранга 6, но для наших целей достаточно рассмотреть указанную. Подгруппа ранга 5 единственна.

Вложение в E_6 определяется последовательностью максимальных подгрупп:

$$E_6 \supset SO_{10} \times U_{1\psi} \supset SU_5 \times U_{1\chi} \times U_{1\psi}, \quad /6/$$

причем

$$SU_5 \supset SU_{3C} \times SU_{2L} \times U_{1Y}.$$

Мы рассмотрим ситуацию с одним легким Z' -бозоном, которому соответствует заряд

$$Q(\theta_{E6}) = Q_{\chi} \cos \theta_{E6} + Q_{\psi} \sin \theta_{E6}, \quad /7/$$

где

$$Q_{\psi}(u, u^c, d, d^c, \nu_e, e, e^c, \nu^c) = \sqrt{\frac{5}{2}} / 6;$$

$$Q_{\chi}(u, u^c, d, e^c) = -3Q_{\chi}(e, \nu_e, d^c) = 5Q_{\chi}(\nu^c) = \frac{-1}{2\sqrt{6}}.$$

Угол θ_{E6} параметризует схему нарушения калибровочной симметрии. В случае промежуточной группы ранга 6 он произволен. Для группы ранга 5 $\theta_{E6} = 142,24^\circ$.

Лагранжиан взаимодействия нейтральных токов имеет вид

$$-L_{NC} = g_Z Z_{\mu}^0 J_Z^{\mu} + g_{Z'} Z'_{\mu} J_{Z'}^{\mu}, \quad /8/$$

где

$$J_Z^{\mu} = \sum_f \bar{\psi}_f (I_{3L} - x_w Q^{em}) \gamma^{\mu} \psi_f, \quad /9/$$

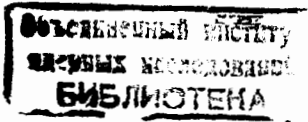
$$J_{Z'}^{\mu} = \sum_f \bar{\psi}_f Q(\theta_{E6}) \gamma^{\mu} \psi_f, \quad x_w = \sin^2 \theta_w. \quad /10/$$

Мы воспользуемся следующим соотношением между константами связи:

$$(g_{Z'} / g_Z)^2 = x_w. \quad /11/$$

Эта формула оправдана ренормгрупповым анализом ^{6/}. $Z-Z'$ смешивание характеризуется углом θ :

$$\text{tg}^2 \theta = \frac{M_{CM}^2 - M_1^2}{M_2^2 - M_{CM}^2}, \quad /12/$$



M_1, M_2 - физические массы Z_1 - и Z_2 -бозонов, полученных после диагонализации массовой матрицы (Z_0, Z'); $M_{CM} = M_w / \cos \theta_w$ - масса Z^0 -бозона в СМ.

Эффективный лагранжиан взаимодействия нейтральных токов вытекает из исходного /8/ и имеет вид

$$- \mathcal{L}_{NC}^{эфф.} = \frac{4G}{\sqrt{2}} (\rho J_Z^2 + \omega J_Z J_{Z'} + \sigma J_{Z'}^2), \quad /13/$$

где

$$\rho = M_{CM}^2 / M_1^2 \cos^2 \theta + M_{CM}^2 / M_2^2 \sin^2 \theta,$$

$$\sigma = x_w (M_{CM}^2 / M_1^2 \sin^2 \theta + M_{CM}^2 / M_2^2 \cos^2 \theta), \quad /14/$$

$$\omega = 2 \sin \theta \cos \theta \sqrt{x_w} (M_{CM}^2 / M_1^2 - M_{CM}^2 / M_2^2).$$

Отсюда получаем интересующий нас лагранжиан ν Н-взаимодействий /Н-адрон/

$$- \mathcal{L}_{NC}^{\nu H} = \frac{2G}{\sqrt{2}} \bar{\nu} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu J_{NC}^{\mu(H)}. \quad /15/$$

Введен эффективный адронный ток, составленный из адронных компонент токов /9/, /10/:

$$J_{NC}^{\mu(H)} = a J_Z^{\mu(H)} + b J_{Z'}^{\mu(H)},$$

$$a = \rho + \omega Q_\nu(\theta_{E8}), \quad b = \frac{\omega}{2} + 2\sigma Q_\nu(\theta_{E8}). \quad /16/$$

Для выделения изотопической структуры токов воспользуемся параметризацией /7/

$$J_{i\mu}^{(H)} = \frac{a_i}{2} V_\mu^3 + \frac{\beta_i}{2} A_\mu^3 + \frac{\gamma_i}{2} V_\mu^8 + \frac{\delta_i}{2} A_\mu^8 =$$

$$= \frac{a_i}{4} (\bar{u} \gamma_\mu u - \bar{d} \gamma_\mu d) + \frac{\beta_i}{4} (\bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u - \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d) +$$

$$+ \frac{\gamma_i}{4} (\bar{u} \gamma_\mu u + \bar{d} \gamma_\mu d) + \frac{\delta_i}{4} (\bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d); \quad i = NC, Z, Z'. \quad /17/$$

Таблица
Параметры изотопической структуры адронного тока $J_{i\mu}^{(H)}$

Параметры	Z^0	Z'	
		ранг 6	ранг 5
α	1-2 X_w	$2\sqrt{1/6} \sin \theta_{E8}$	1/2
β	1	$-2\sqrt{1/6} \sin \theta_{E8}$	-1/2
γ	-2/3 X_w	$-2\sqrt{1/6} \sin \theta_{E8}$	-1/2
δ	0	$2/3 \sqrt{5/2} \cos \theta_{E8}$	-5/6

Из /16/ следует соотношение

$$(a_{NC}, \beta_{NC}, \gamma_{NC}, \delta_{NC}) = a(a_Z, \beta_Z, \gamma_Z, \delta_Z) + b(a_{Z'}, \beta_{Z'}, \gamma_{Z'}, \delta_{Z'}). \quad /18/$$

Учет вклада Z' -бозона в заданный процесс сводится к подстановке $a_Z, \beta_Z, \gamma_Z, \delta_Z \rightarrow a_{NC}, \beta_{NC}, \gamma_{NC}, \delta_{NC}$ в формулах, полученных в рамках СМ. Параметры a, β, γ, δ приведены в таблице.

Для рассматриваемых когерентного /2/ и дифракционных процессов /3/ имеют место соотношения /7/

$$R_{\pi^0/\pi^\pm}^{coh} = \frac{\sigma(\nu A \rightarrow \nu \pi^0 A)}{\sigma(\nu A \rightarrow \mu^\mp \pi^\pm A)} = \frac{\beta_1^2}{2}; \quad R_{A_1^0/A_1^\pm}^{diff} = \frac{\sigma(\nu N \rightarrow \nu A_1^0 N)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^\mp A_1^\pm N)} = \frac{\beta_1^2}{2}, \quad /19/$$

$$R_{\rho^0/\rho^\pm}^{diff} = \frac{\sigma(\nu N \rightarrow \nu \rho^0 N)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^\mp \rho^\pm N)} = \frac{a_1^2}{2}.$$

Указанные величины определяются параметрами /17/ адронного тока $J_{i\mu}^{(H)}$.

Сечения упругого $\nu N \rightarrow \nu N$ рассеяния выражаются через нуклонные формфакторы $F_k^{(i)}(Q^2)$ /ФФ/ того же тока $J_{i\mu}^{(H)}$. Принимая гипотезу СВТ и используя обычный изотопический формализм, находим связь ФФ $F_k^{(i)}$ с электромагнитными $F_{1,2}^{p,n}$ и аксиальным ФФ F_A^{CC} заряженных токов:

$$F_{V,M(p,n)}^{(i)} = r_+^i F_{1,2}^{p,n} - r_-^i F_{1,2}^{n,p}; \quad r_\pm^i = \frac{1}{4} (a_i \pm 3\gamma_i), \quad /20/$$

$$F_{A(p,n)}^{(i)} = \pm \frac{1}{4} \beta_i F_A^{CC} + \frac{1}{2} (\delta_i + \epsilon) F^8.$$

Поправка $\epsilon = 0,10 + 0,15^{/7-9/}$ обусловлена вкладом тяжелых кварков. Подставляя в /20/ соотношения /7,10/

$$G_{Ep} \approx G_{Mp}/\mu_p \approx G_{Mn}/\mu_n, \quad G_{En} \approx 0; \quad F_A^B = \frac{\lambda}{2} F_A^{CC},$$

$$(G_M = F_1 + F_2, \quad G_E = F_1 - rF_2, \quad r = Q^2/4M^2),$$

получим

$$F_{V(p,n)}^{(1)} = \pm [r_{\pm}^1 (1 + \mu_p r) - r_{\pm}^1 \mu_n r] G_{Ep} (Q^2) / (1 + r),$$

$$F_{M(p,n)}^{(1)} = \pm [r_{\pm}^1 (\mu_p - 1) - r_{\pm}^1 \mu_n] G_{Ep} (Q^2) / (1 + r), \quad /21/$$

$$F_{A(p,n)}^{(1)} = 1/4 [\lambda(\delta^1 + \epsilon) \pm \beta^1] F_A^{CC} (Q^2),$$

где $\mu_p = 2,79$, $\mu_n = -1,91$, $F_A^{CC}(0) = G_A = 1,23$. В нерелятивистской SU_6 -модели $\lambda = 0,6$. Будем исходить из этого значения нормировочной константы изоскалярного аксиально-векторного ФФ F_A^B , имея в виду известные неопределенности, отмеченные в /9/.

Для оценки относительного вклада Z' -бозона проанализируем величины типа

$$r(A) = \frac{A(Z + Z') - A(Z)}{A(Z)}. \quad /22/$$

Здесь $A(Z + Z')$ и $A(Z)$ - изучаемая характеристика процесса, рассмотренная с учетом вклада Z' и без него. Если относительная ошибка измерения A меньше $r(A)$, то его проявление может быть обнаружено.

В когерентном /2/ и дифракционных процессах /3/ из /18/, /19/ и /22/ находим

$$r(\pi) = r(R_{\pi^0/\pi^{\pm}}^{\text{coh}}) = r(R_{A^0/A^{\pm}}^{\text{diff}}) = \frac{\beta_{NC}^2}{\beta_Z^2} - 1; \quad /23/$$

$$r(\rho) = r(R_{\rho^0/\rho^{\pm}}^{\text{diff}}) = \frac{\alpha_{NC}^2}{\alpha_Z^2} - 1.$$

При изучении вклада Z' -бозона в сечение упругого νN -рассеяния будем анализировать величины

$$\Delta_{p,n} = \frac{(\frac{d\sigma^{\nu}}{dQ^2} - \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dQ^2})_{NC}}{(\frac{d\sigma^{\nu}}{dQ^2} - \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dQ^2})_{CC}} = \frac{(\sigma_{p,n}^{\nu} - \sigma_{p,n}^{\bar{\nu}})_{NC}}{(\sigma_{p,n}^{\nu} - \sigma_{p,n}^{\bar{\nu}})_{CC}} = \pm \frac{(r_{\pm}\mu_p - r_{\pm}\mu_n)(\lambda(\delta + \epsilon) \pm \beta)}{\cos^2\theta_o(\mu_p - \mu_n)} \quad /24/$$

Эта формула вытекает из /20/, /21/ и дает пример соотношения Пашоса - Вольфенштейна для упругого νN -рассеяния /10/. Важным его свойством является слабая чувствительность к неопределенностям учета нуклонной структуры.

На рис.1-4 указанные величины /23/, /24/, а также $r(F_A^{NC})$ представлены в виде функций массы Z_2 -бозона M_2 и угла $Z-Z'$ смешивания θ . Графики построены для трех значений угла $\theta_{E\theta} = 0^\circ, \pi/2, 142,24^\circ$.

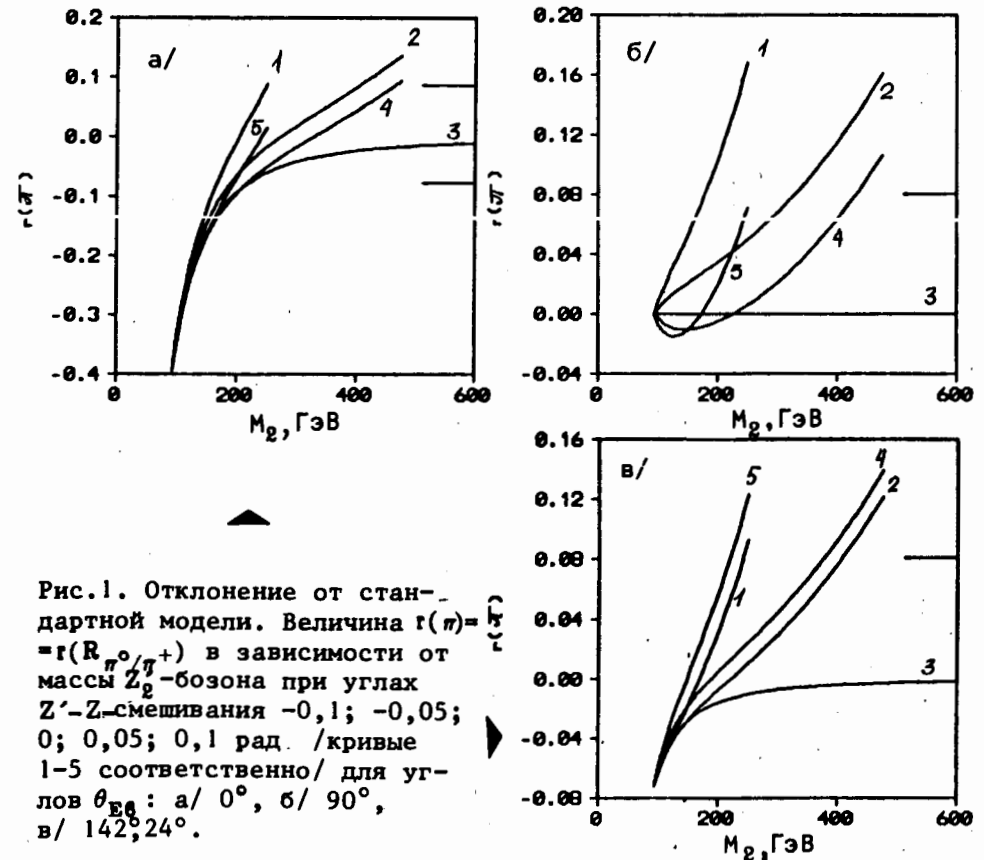


Рис.1. Отклонение от стандартной модели. Величина $r(\pi) = r(R_{\pi^0/\pi^{\pm}}^{\text{coh}})$ в зависимости от массы Z_2 -бозона при углах $Z-Z'$ смешивания $-0,1; -0,05; 0; 0,05; 0,1$ рад. /кривые 1-5 соответственно/ для углов $\theta_{E\theta}$: а/ 0° , б/ 90° , в/ $142,24^\circ$.

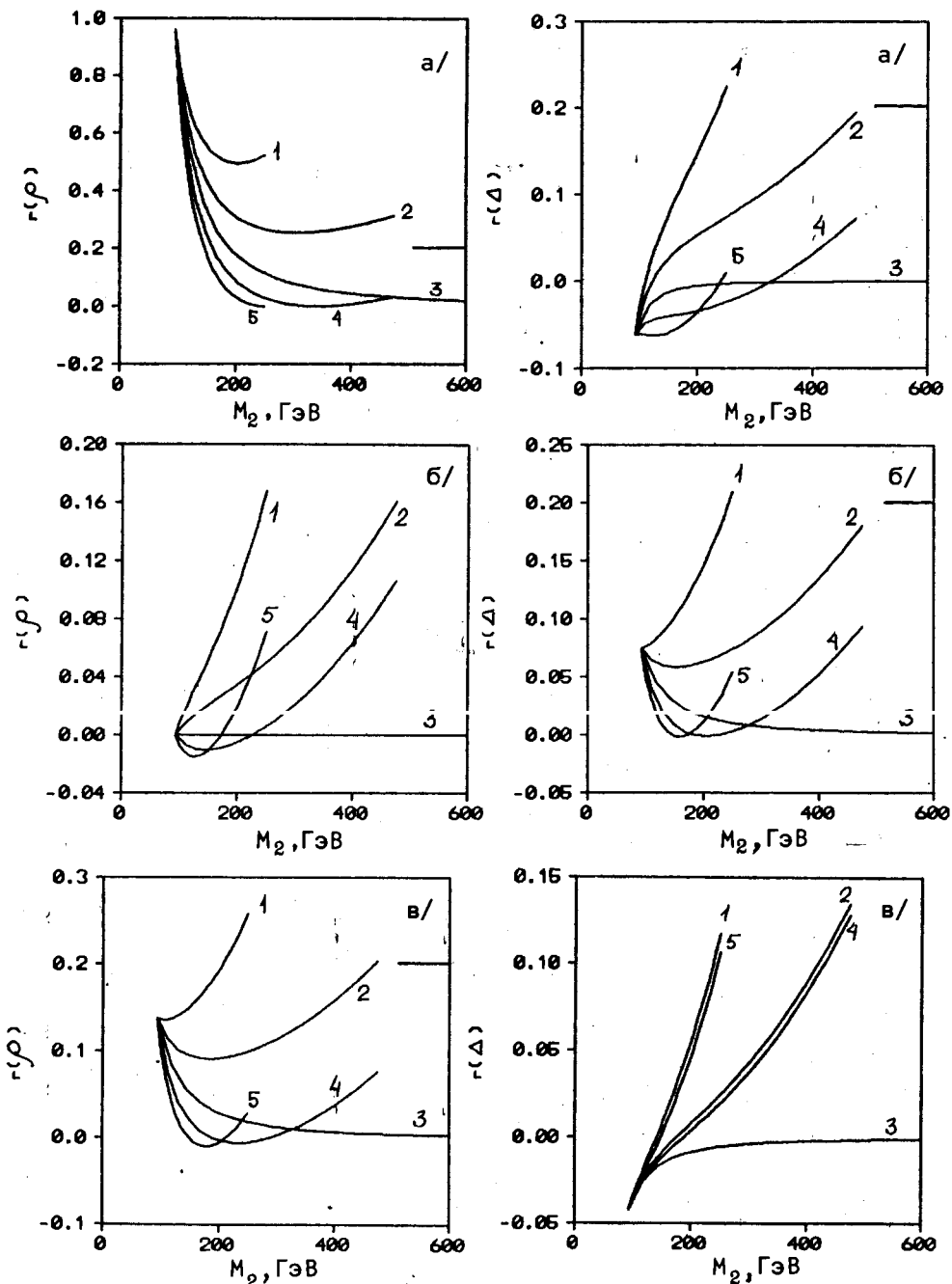


Рис.2. То же, что на рис.1, но для величины $r(\rho) = r(R_{\rho^0/\rho^+})$.

Рис.3. То же, что на рис.1, но для величины $r(\Delta)$.

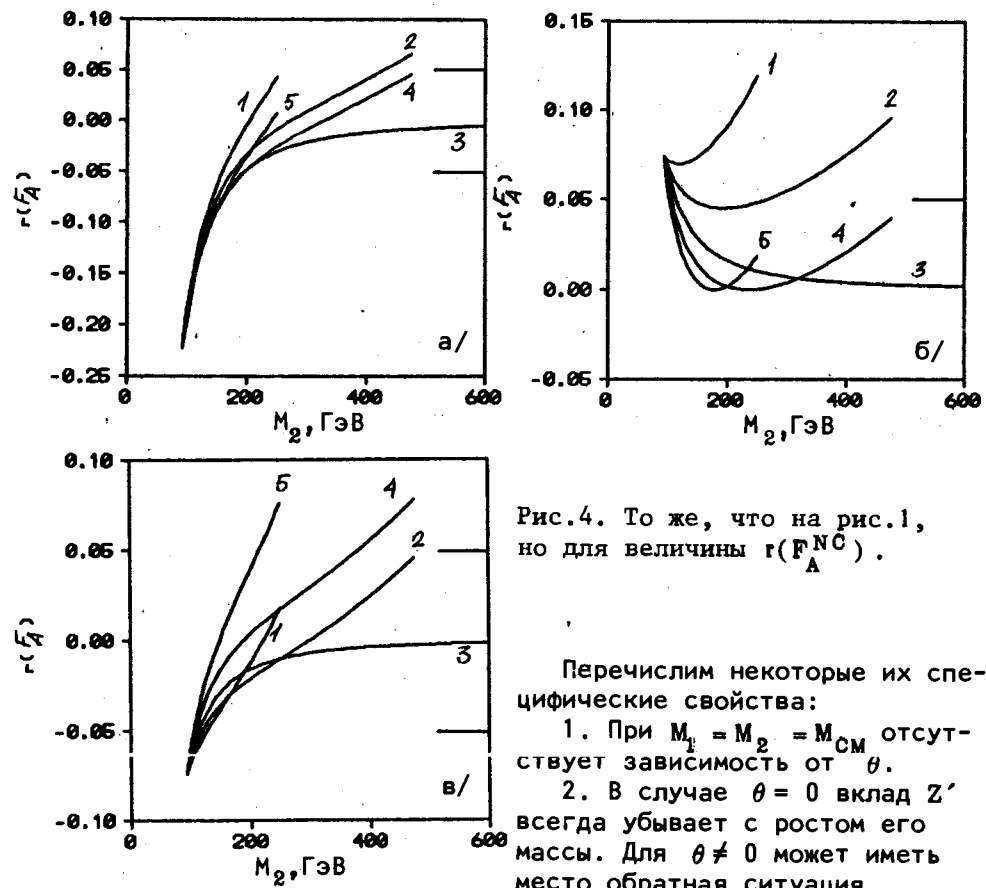


Рис.4. То же, что на рис.1, но для величины $r(F_A^{NC})$.

Перечислим некоторые их специфические свойства:

1. При $M_1 = M_2 = M_{CM}$ отсутствует зависимость от θ .
2. В случае $\theta = 0$ вклад Z' всегда убывает с ростом его массы. Для $\theta \neq 0$ может иметь место обратная ситуация.
3. При некотором значении M_2 кривые обрываются, причем с увеличением модуля θ это происходит при меньших M_2 . Обрыв обусловлен экспериментальными ограничениями на массу Z' -бозона $M_1 = 91,9 + 1,8 \text{ ГэВ}^{11/}$ и следует из /12/.
4. Ход кривых в значительной мере зависит от θ_{E6} . Выделяется случай $\theta_{E6} = 0$, когда взаимодействие Z' -бозона с обычной материей становится чисто аксиальным.

Кратко подведем итог. Вклад Z' -бозона в упругие, когерентный и дифракционные процессы /1/-/3/ может достигать значительной величины и не зависит от энергии нейтринных пучков. Т.о., имеются хорошие возможности его изучения в экспериментах при сравнительно низких энергиях. Рассмотренные процессы обладают избирательной чувствительностью к различным константам взаимодействия Z' -бозона. Это весьма важно для распо-

...

знания его вклада при анализе экспериментальных данных. Для полноты картины представляется целесообразным изучить проявления Z' -бозона в пределах максимально широкого класса процессов и анализировать их на совместной основе. Интересная информация может быть получена, например, из упругого νd -рассеяния. В связи с этим достаточно упомянуть, что в СМ $F_{A(p)} + F_{A(n)} \approx 0$ /см. /24//.

Авторы благодарят Д.Ю.Бардина, С.М.Биленького, Ю.П.Иванова, П.С.Исаева, Б.З.Копелиовича, А.А.Осипова, А.В.Радюшкина за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Green M.B., Schwarz J.H. - Phys.Lett., 1984, 149B, p.117;
Gross D. et al. - Phys.Rev.Lett., 1985, 54, p.502;
Candelas P. et al. - Nucl.Phys., 1985, B258, p.46;
Witten E. - Nucl.Phys., 1985, B258, p.75.
2. Dine M. et al. - Nucl.Phys., 1985, B259, p.549.
3. Robinett R.W. - Phys.Rev., 1986, D33, p.1908;
4. London D., Rosner J.L. - Phys.Rev., 1986, D34, p.1530;
5. Cohen E. et al. - Phys.Lett., 1985, B165, p.76;
Ellis J. et al. - Nucl.Phys., 1986, B276, p.436;
Barger V., Deshpande N.G., Whisnant K. - Phys.Rev.Lett., 1986, 56, p.30;
Durkin L.S., Langacker P. - Phys.Lett., 1986, 166B, p.436;
Franzini P.J., Gilman F.J. - Phys.Rev., 1987, D35, p.855;
London D., Belanger G., Ng J.N. - Phys.Rev.Lett., 1987, 58, p.6.
6. Langacker P., Robinett R.W., Rosner J.L. - Phys.Rev., 1984, D30, p.1470.
7. Kim J.E. et al. - Rev.Mod.Phys., 1981, 53, p.211.
8. Collons J., Wilczek F., Zee A. - Phys.Rev., 1978, D18, p.242.
9. Wolfenstein L. - Phys.Rev., 1979, D19, p.3450.
10. Bednyakov V.A., Kovalenko S.G. Preprint JINR E2-88-355, Dubna, 1988.
11. Arnison G. et al. (UA1 Collab.) - Phys.Lett., 1986, 166B, p.484;
Ansari R. et al. (UA2 Collab.) - Phys.Lett., 1987, 186B, p.440.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 мая 1988 года.

Бедняков В.А., Коваленко С.Г.
Дополнительный Z' -бозон в упругом
и квазиупругом νN -рассеянии

P2-88-364

В рамках суперструнной E_8 -модели вычислен вклад дополнительного Z' -бозона в упругое νp -рассеяние, нейтринное рождение π^0 -мезонов на ядрах и некоторые дифракционные процессы. Даны количественные оценки величины этого вклада и его зависимость от параметров модели.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод М.И.Потапова

Bednyakov V.A., Kovalenko S.G.
Extra Z' -Boson in νN -Elastic and
and Some Quasielastic Processes

P2-88-364

Contribution of an extra Z' -boson to the elastic νp -scattering, π^0 neutrino-production on nuclei and some diffractive reactions is calculated in the frame of superstring inspired E_8 -model. We give quantitative estimations of this contribution and its dependence on model parameters.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988