

Препринт ФФИ-1291(77)-90

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



С.Г.ГРИГОРЯН, С.А.ЧАТРЧЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РОЖДЕНИИ ПАРЫ
 W - БОЗОНОВ В $p\bar{p}$ - СТОЛКНОВЕНИЯХ

Ա.Գ.ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա.Ա.ՉԱՏՐՉՅԱՆ

**ԲԵՎԵՈՒՑԱՑՄԱՆ ԷՆԵՆՏՆԵՐ Մ-ԲՈՋՄՆՆԵՐԻ ԶՈՒՑԳ ԿՐԱՄԱՆ
ԳՈՐԾԸՆԹԱՑՈՒՄ ԲԲ-ԲԱՄՈՒՄՆԵՐՈՒՄ**

Աշխատանքում ուսումնասիրված են բևեռացման էֆեկտները ԲԲ-բախում-
ներում բաղաձայնների վաղ ժամանակ գործընթացում և նրանց կիճան վրա՝ Ե-
ռաբազան զազաբանների սարսամետրերի որոշման հնարավորությունը Ցույց է
տրված, որ անհամաչափությունների կախումը այդ սարսամետրերից մի շարք
դեպքերում թույլ կրա սարսերել էլեկտրոնային փոխազդեցությունների
ստանդարտ մոդելը կազման մոդելներից: Ուսումնասիրվող անհամաչափու-
թյունների մեծությունները թույլատրում են նրանց փորձարարական չա-
փումները՝ արդեն գործող հայտնաբերված ստանդարտների վրա:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ
Երևան 1990

Препринт ЕФИ-1291(77)-90

УДК 53.001.1

С.Г.ГРИГОРЯН, С.А.ЧАТРЧЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РОЖДЕНИИ ПАРЫ W - БОЗОНОВ
В $p\bar{p}$ - СТОЛКНОВЕНИЯХ

В работе изучены поляризационные эффекты в процессе рождения пары W - бозонов в $p\bar{p}$ - столкновениях и возможность определения на их основе параметров трехбозонных вершин. Показано, что зависимость асимметрий от этих параметров в ряде случаев позволит отличить Стандартную Модель электрослабых взаимодействий от составных моделей. Величины исследованных асимметрий допускают их экспериментальное измерение уже на действующих адронных коллайдерах.

Ереванский физический институт

Ереван 1990

Preprint YERPHI-1291(77)-90

S.G.GRIGORIAN, S.A.CHATRCHIAN

POLARIZATION EFFECTS IN W-BOSON PAIR PRODUCTION
IN $p\bar{p}$ COLLISIONS

The polarization effects in W-boson pair production in $p\bar{p}$ collisions and the possibility of determining on their basis the parameters of three-boson vertices are studied in the present work. It is shown that the dependence of asymmetry on these parameters in some cases will allow to distinguish between the Standard Model of electroweak interactions and constituent models. The values of the asymmetries investigated allow their experimental measurement already on operating hadron colliders.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1990

После обнаружения в CERN W и Z - бозонов [1,2] с массами и сечениями рождения, согласующимися с предсказаниями Стандартной Модели электрослабого взаимодействия (СМ), встает вопрос обнаружения бозон-бозонного самодействия $\gamma WW, ZWW$ и его соответствия предсказаниям СМ. Это также интересно в связи с тем, что существует альтернативные модели (например, композитные модели [3-6], отличие которых от СМ может проявиться при исследовании именно трехбозонного взаимодействия. В настоящее время эти вершины самодействия векторных бозонов доступны для исследования на работающих $p\bar{p}$ - коллайдерах в CERN и FNAL и планируемом коллайдере на УНК.

Наиболее общее выражение S и P калибровочно-инвариантного лагранжиана, описывающего трехбозонное взаимодействие имеет вид (см., например, [7,8]):

$$\mathcal{L}_{WWW} = ie \left[\omega_V (W_{\mu\nu}^+ W^{\mu\nu} V^\nu - W_\mu^+ V_\nu W^{\mu\nu}) - K_V W_\mu^+ W_\nu V^{\mu\nu} - \frac{\lambda_V}{m_W} W_\lambda^+ W_\nu^\mu V^{\nu\lambda} \right] \quad (I)$$

Здесь W^μ обозначает W^- поле, $W^{\mu\nu} = \partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu$, $V^{\mu\nu} = \partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu$ - тензора W - поля и векторного нейтрального поля V ($V = \gamma, Z$)

соответственно, e - заряд электрона, m_W - масса W - бозона: K_γ и λ_γ - параметры модели, определяющие аномальный магнитный μ_W и электрический квадрупольный Q_W - моменты W - бозона:

$$\mu_W = \frac{e}{2m_W} [1 + K_\gamma + \lambda_\gamma], \quad Q_W = \frac{e}{m_W^2} [K_\gamma - \lambda_\gamma], \quad (2)$$

а K_z , λ_z - их аналоги в случае взаимодействия W - бозона с z - бозоном.

В рамках СМ с локальным нарушением калибровочной $SU(2)$ и $U(1)$ симметрии значения этих параметров четко фиксируются и равны

$$K_V = 1, \quad \lambda_V = 0$$

вплоть до радиационных поправок (см., например, [9]), а из требования равенства электрического заряда W - бозона заряду электрона следует $\omega_\gamma \equiv 1$, при этом ω_z определяет относительный вклад вершины WWz по сравнению с $WW\gamma$, и в рамках СМ есть $\omega_z = \text{ctg} \theta_W$. Однако в случае более общих моделей, основанных, например, на нарушении глобальной $SU(2)$ - симметрии [10, 11], эти величины являются свободными параметрами, зависящими от параметров композитности - Λ .

В данной работе мы рассмотрим процесс образования пары W - бозонов в реакции с продольно-поляризованными адронными пучками:

$$p\bar{p} \rightarrow WW + X, \quad (3)$$

при этом в расчетах будем пользоваться модифицированной верши-

ной взаимодействия W_{WV} , получаемой из лагранжиана (1), в которую включены аномальный магнитный момент k , его аналог в случае взаимодействия с z -бозоном $-k_z$ и параметр w_z (при этом $w_\gamma = 1$):

$$C_{\mu\nu\lambda}^{\nu} = -ie\omega_{\nu} \left\{ (p-q)_{\mu} g_{\lambda\nu} + (2q+p)_{\nu} g_{\lambda\mu} - (2p+q)_{\lambda} g_{\nu\mu} + (k_{\nu}-1) [(q+p)_{\nu} g_{\lambda\mu} - (q+p)_{\lambda} g_{\nu\mu}] \right\}, \quad (4)$$

где обозначения импульсов приведены на рис.1.

Исходя из выражения (4), для амплитуды изучаемого процесса на кварк-партонном уровне имеем:

$$M = \bar{q}(-k_2) T_{\mu\nu} q(k_1) \epsilon_{\mu}(q) \epsilon_{\nu}(p), \quad (5)$$

где

$$T_{\mu\nu} = i \left[\frac{G_F m_z}{\sqrt{8}} \right]^{1/2} \frac{\omega_z (g_q^{\nu} - g_q^a \gamma_5)}{(s - m_z^2)} \left\{ (\hat{p} - \hat{q}) g_{\mu\nu} + \gamma_{\mu} [q(1+k_z) + p k_z]_{\nu} - \right.$$

$$\left. \gamma_{\nu} [p(1+k_z) + q k_z]_{\mu} \right\} - i \frac{G_q e^2}{s} \left\{ (\hat{p} - \hat{q}) g_{\mu\nu} + \gamma_{\mu} [q(1+k_{\gamma}) + p k_{\gamma}]_{\nu} - \right. \quad (6)$$

$$\left. \gamma_{\nu} [p(1+k_{\gamma}) + q k_{\gamma}]_{\mu} \right\} - 2i \frac{G_F m_w^2}{\sqrt{2} t} (1 + \gamma_5) \gamma_{\mu} (\hat{k}_1 - \hat{p}) \gamma_{\nu}.$$

Здесь s , t , u - инвариантные энергия и передачи соответственно, G_F - постоянная Ферми, Q_q - заряд кварков ($q=u, d$),

$$g_u^v = 1 - 8/3 \sin^2 \vartheta_w, \quad g_u^a = 1, \quad g_d^v = 4/3 \sin^2 \vartheta_w - 1, \quad g_d^a = -1.$$

Опуская несложные, но длинные промежуточные вычисления, приведем сразу выражение дифференциального сечения на кварковом уровне:

$$\frac{d\sigma(\zeta_q \zeta_{\bar{q}})}{d\cos \theta} = 1/3 \frac{\pi \alpha^2}{s^2} \sqrt{s - 4m_w^2} |M(\zeta_q, \zeta_{\bar{q}})|^2, \quad (7)$$

где $\zeta_q, \zeta_{\bar{q}}$ - поляризации кварка и антикварка соответственно и равны ± 1 , α - постоянная электромагнитного взаимодействия, а

$$|M(\zeta_q, \zeta_{\bar{q}})|^2 = \frac{\omega_z^2 s^2}{e^2 (s - m_z^2)} \left[(g_q^v + g_q^a)(1 - \zeta_q \zeta_{\bar{q}}) + 2g_q^v g_q^a (\zeta_q - \zeta_{\bar{q}}) \right] A_q(k_z, t, u)$$

$$+ G_q^2 (1 - \zeta_q \zeta_{\bar{q}}) A_q(k_\gamma, t, u) + 4 \frac{G_F m_w^2}{e^4} (1 - \zeta_{\bar{q}})(1 + \zeta_q) E_q(t, u)$$

$$+ \frac{\omega_z s G_q}{e (s - m_z^2)} \left[g_q^v (1 - \zeta_q \zeta_{\bar{q}}) + g_q^a (\zeta_q - \zeta_{\bar{q}}) \right] A_q(k_z, t, u) + \quad (8)$$

$$2 \frac{\omega_z s}{e^3 (s - m_z^2)} \left[\frac{G_F m_w^2}{\sqrt{2}} \right]^{1/2} (g_q^v + g_q^a) (1 - \zeta_q)(1 + \zeta_{\bar{q}}) I_q(k_z, t, u) +$$

$$4 \left[\frac{G_F m_w^2}{\sqrt{2}} \right]^{1/2} \frac{G_q}{e^2} (1 - \zeta_{\bar{q}})(1 + \zeta_q) I_q(k_\gamma, t, u),$$

где

$$A_q(K_v, t, u) = \left[\frac{ut}{m_w^4} - 1 \right] \left[\frac{K_v^2}{4} + \frac{3m_w^4}{s^2} - \frac{m_w^2(1+K_v^2)}{2s} \right] + (1+K_v)^2 \left[\frac{s}{4m_w^2} - 1 \right]$$

$$A_q(K_z, t, u) = \left[\frac{ut}{m_w^4} - 1 \right] \left[\frac{K_z K_y}{4} + \frac{3m_w^4}{s^2} - \frac{m_w^2(1+K_z K_y)}{2s} \right] +$$

$$(1+K_y)(1+K_z) \left[\frac{s}{4m_w^2} - 1 \right]$$

$$I_q(K_v, t, u) = \begin{cases} \left[\frac{ut}{m_w^4} - 1 \right] \left[\frac{K_v}{4} - \frac{m_w^2}{2s} - \frac{m_w^4}{st} \right] + (1+K_v) \left[\frac{s}{2m_w^2} - 1 + \frac{m_w^2}{t} \right] & (9) \\ - \left[\frac{ut}{m_w^4} - 1 \right] \left[\frac{K_v}{4} - \frac{m_w^2}{2s} - \frac{m_w^4}{su} \right] - (1+K_v) \left[\frac{s}{2m_w^2} - 1 + \frac{m_w^2}{u} \right] \end{cases}$$

$$E_q(t, u) = \begin{cases} \left[\frac{ut}{m_w^4} - 1 \right] \left[\frac{1}{4} + \frac{m_w^4}{t^2} \right] + \frac{s}{m_w^2}, & q = d \\ \left[\frac{ut}{m_w^4} - 1 \right] \left[\frac{1}{4} + \frac{m_w^4}{u^2} \right] + \frac{s}{m_w^2}, & q = u. \end{cases}$$

Полученное выражение (7) относится к кварк-партоному уровню, и для получения из него сечения адронных столкновений необходимо "одеть" это сечение в функции распределения кварков в адронах. Тогда

$$\frac{d\sigma(h_1, h_2)}{d\cos\theta} = \int_{\tau}^1 dx_1 \int_{\tau/x_1}^1 dx_2 \frac{d\sigma(\xi_q, \xi_{\bar{q}})}{d\cos\theta} f_{q(\xi_q)}^{P(h_1)}(x_1) f_{\bar{q}(\xi_{\bar{q}})}^{\bar{P}(h_2)}(x_2), \quad (10)$$

где $\tau = \frac{4m_W^2}{S_0}$, $S_0 = x_1 x_2 S$, x_1, x_2 - доли импульсов кварка и антикварка, уносимых из адронов; h_1, h_2 - поляризации начальных адронов, а $f_{q(\xi)}^{P(h)}(x)$ - функции распределения поляризованных кварков в поляризованных адронах.

Сечения рассматриваемого процесса в случае неполяризованных частиц подробно изучались в работах [12-14], поэтому сразу обратимся к рассмотрению поляризационных эффектов. Именно присутствие в процессе Z и W^\pm - бозонов будет приводить к наличию P -нечетных эффектов (т.е. эффектов, связанных с наличием аксиальной части в вершинах взаимодействия фермионов с калибровочными бозонами). Вследствие этого возникают следующие типы

$$A^1 = \frac{d\sigma(+,0) - d\sigma(-,0)}{d\sigma(+,0) + d\sigma(-,0)}, \quad A^2 = \frac{d\sigma(+,-) - d\sigma(+,+)}{d\sigma(+,-) + d\sigma(+,+)},$$

(11)

$$A^3 = \frac{d\sigma(+,-) - d\sigma(-,+)}{d\sigma(+,-) + d\sigma(-,+)},$$

где (h_1, h_2) - сечение рассеяния $p\bar{p}$ в случае, когда поляризации пучков есть h_1 и h_2 .

Для получения численных значений асимметрий необходимо знание функций распределения поляризованных кварков в поляризованных адронах $f_q^{P(h)}(x)$ для разных h и ζ либо соотношений между ними (фактически нам требуется знание того, как передается поляризация от адронов к кваркам). В настоящей задаче нами использованы соотношения между этими функциями, задаваемые точной $SU(6)$ -симметрией, а также динамической моделью типа модели Farrar [15], в которой предполагается подавленность распределения кварков, спиральность которых противоположна спиральности адронов. Для этих моделей получаем следующие соотношения между функциями распределений:

в $SU(6)$ - модели -

$$f_{u(+)}^{P(+)}(x) = f_{u(-)}^{P(-)}(x) = 5/6 f_u^{P(+)}(x), \quad f_{d(+)}^{P(+)}(x) = f_{d(-)}^{P(-)}(x) = 1/6 f_u^{P(+)}(x),$$

$$f_{u(-)}^{P(+)}(x) = f_{u(+)}^{P(-)}(x) = 1/6 f_u^{P(+)}(x), \quad f_{d(-)}^{P(+)}(x) = f_{d(+)}^{P(-)}(x) = 1/3 f_u^{P(+)}(x), \quad (12)$$

$$f_u^P(x) = 2 f_d^P(x), \quad f_u^{P(+)}(x) = 2 f_d^{P(+)}(x),$$

в модели Farrar -

$$f_{u(-)}^{P(+)}(x) = f_{u(+)}^{P(-)}(x) = f_{d(-)}^{P(+)}(x) = f_{d(+)}^{P(-)}(x) = 0,$$

$$f_{d(+)}^{P(+)}(x) = f_{d(-)}^{P(-)}(x) = f_d^{P(+)}(x) = 1/5 f_u^{P(+)}(x),$$

$$f_{u(+)}^{P(+)}(x) = f_u^{P(+)}(x), \quad f_u^P(x) = f_d^P(x), \quad f_u^{P(+)}(x) = 5 f_d^{P(+)}(x). \quad (13)$$

Результаты для вычисленных асимметрий представлены на рис. 2-4 и в таблицах 1, 2, откуда видно, что значения асимметрий в отдельных случаях достаточно велики, что позволяет надеяться на их экспериментальное измерение. Из графиков и таблиц видно также, что поведение асимметрий в случае СМ (пунктирная кривая на графиках) существенно отличается от некалибровочных случаев (сплошные кривые). Вообще можно отметить следующие зависимости асимметрий от параметров K_Y , K_Z и ω_Z . С ростом $|K_Y|$ абсолютные значения асимметрий A^1 и A^3 падают, а при $K_Y = 0$ меняют знак по сравнению со случаем СМ. Аналогичным образом рост $|K_Z|$ приводит к уменьшению значений A^1 и A^3 , однако в отличие от K_Y в данном случае нет изменения в знаках асимметрий. Интересно отметить, что асимметрия A^2 практически не меняет своей величины, оставаясь очень слабо зависящей функцией от параметров K_Y , K_Z , ω_Z . Во всех случаях для обеих моделей характерным является исчезновение зависимости асимметрий A^1 , A^2 , A^3 от $\cos \vartheta$ с ростом $\sqrt{S_0}$ (см. рис. 2-4) уже при $\sqrt{S_0} = 0,75$. Так видно из сравнения значений асимметрий в случаях (1) - модели и (2) - модели Parrar , в последнем случае величины асимметрий были в два раза выше.

В заключение еще раз отметим, что изучение асимметрий в процессе рождения пары w - бозонов в адронных столкновениях позволяет проверить предсказания СМ по самодействию векторных бозонов и определить параметры трехбозонных вершин. Результаты вычисления асимметрий показали, что они очень сильно меняются при отклонении от СМ. Более того, асимметрии A^1 и A^3 могут менять свой знак ($K_\gamma = 3$). Необходимо отметить также, что использование поляризационных эффектов в данном процессе позволяет отстроиться от очень сильных КД.- фоновых процессов [16].

Таблица 1

Величины асимметрий A^1 , A^2 , A^3 для разных значений параметров (K_Y , K_Z , ω_Z) при $\sqrt{S_0} = 6$ ТэВ в модели SU (6).

K_Y, K_Z, ω_Z	CM	-3,1,1	3,1,1	1,-3,1	1,3,1	1,1,-2	1,1,0
A^1	0,457	0,015	-0,033	0,284	0,264	0,286	0,302
A^2	0,588	0,433	0,406	0,504	0,496	0,505	0,512
A^3	0,653	0,022	-0,046	0,416	0,387	0,419	0,442

Таблица 2

Величины асимметрий A^1 , A^2 , A^3 для разных значений параметров (K_Y , K_Z , ω_Z) при $\sqrt{S_0} = 6$ ТэВ в модели Farrar

K_Y, K_Z, ω	CM	-3,1,1	3,1,1	1,-3,1	1,3,1	1,1,-2	1,1,0
A^1	0,876	0,027	-0,057	0,740	0,707	0,744	0,770
A^2	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
A^3	0,872	0,026	-0,056	0,725	0,690	0,729	0,757

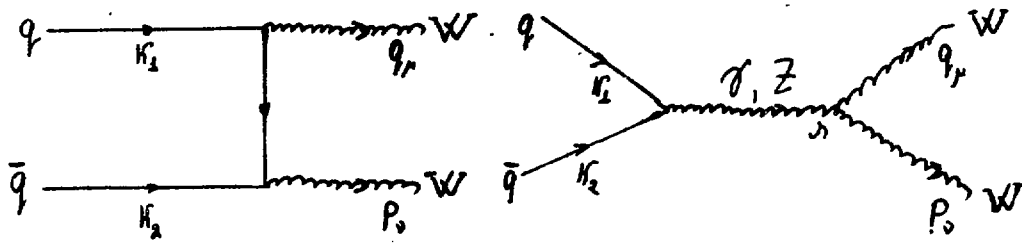


Рис. 1

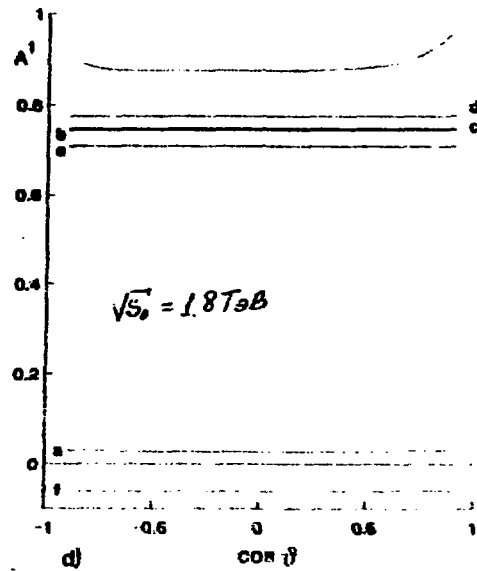
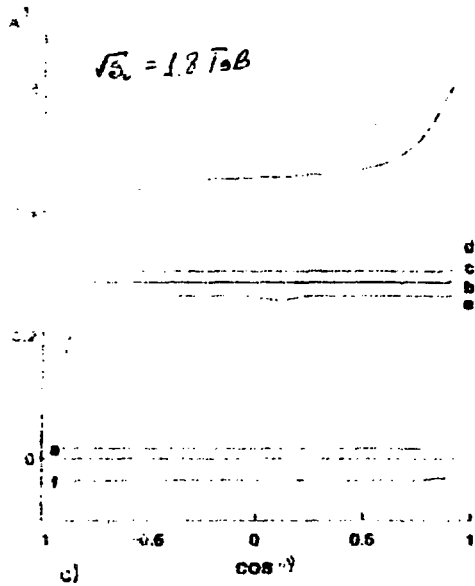
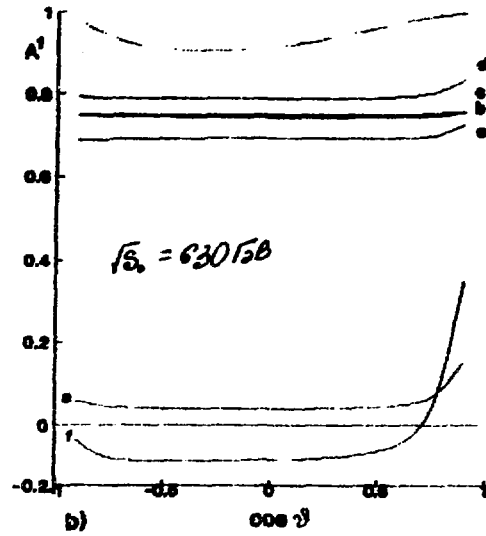
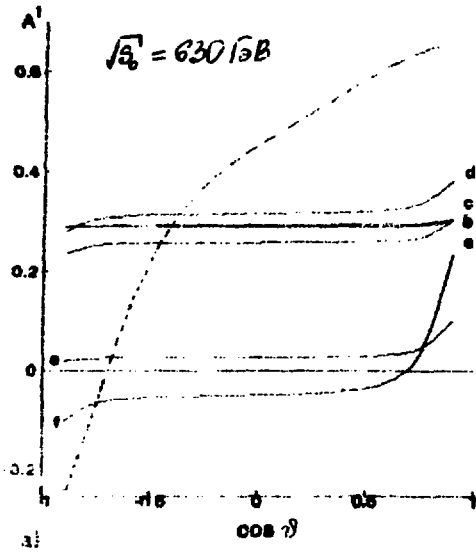


FIG. 2

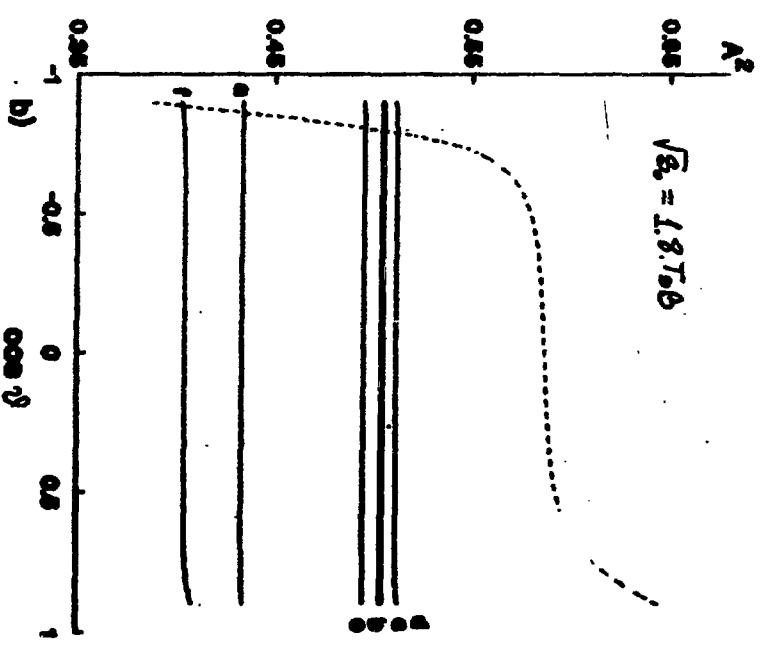
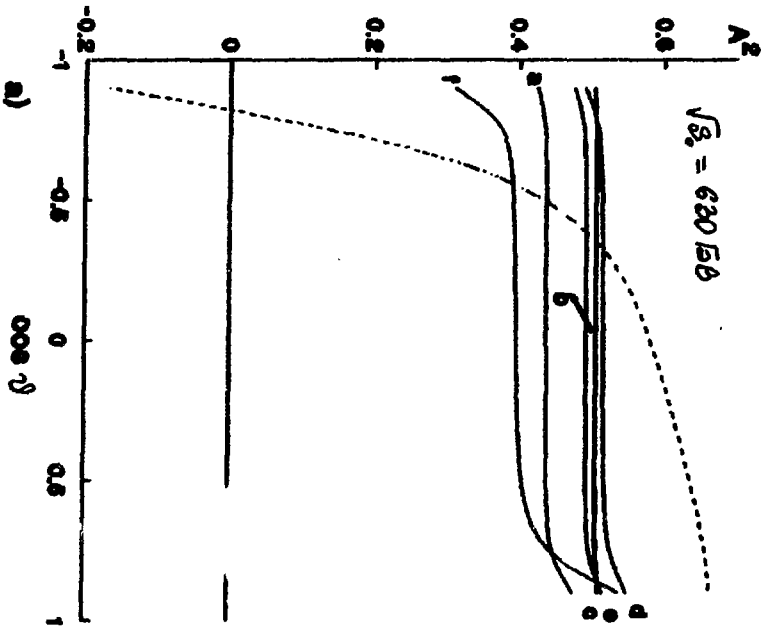


FIG. 8

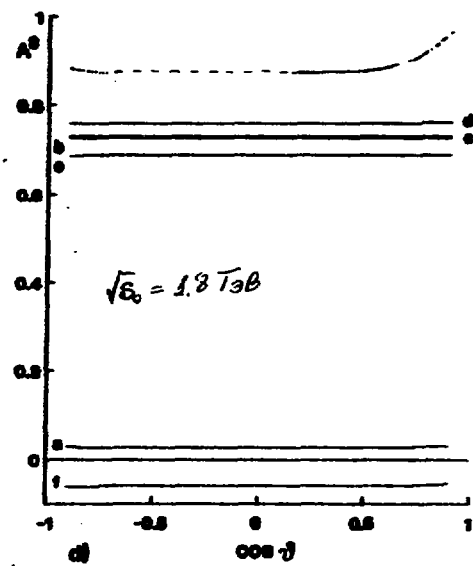
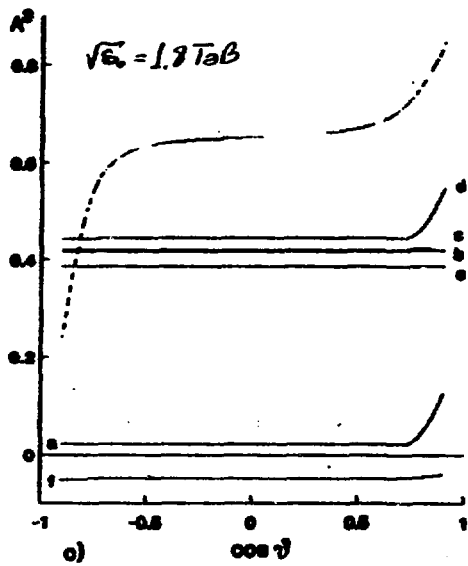
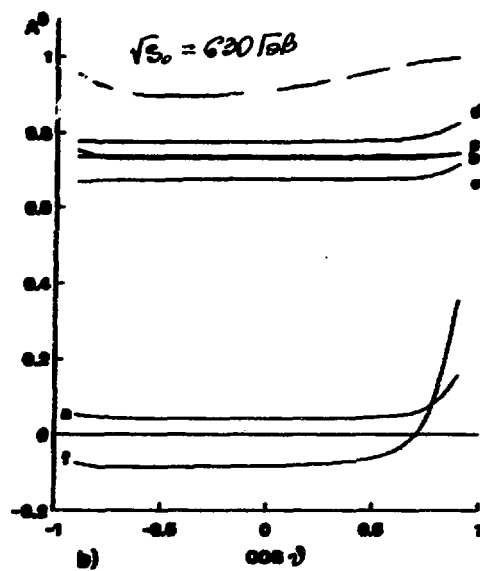
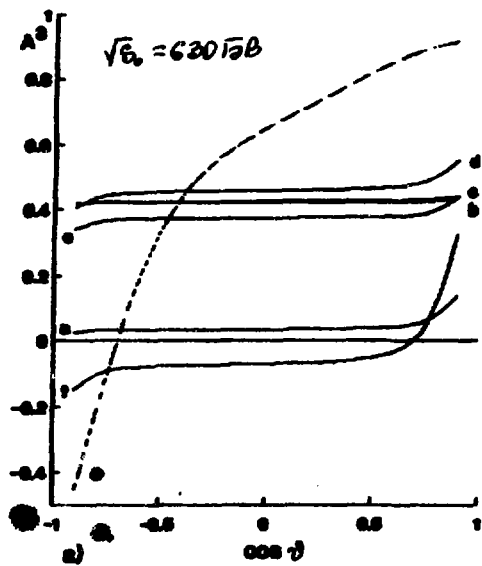


Рис. 4

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Диаграммы, описывающие процесс рождения пары w - бозонов в $p\bar{p}$ - столкновениях.
- Рис.2 Зависимость асимметрии A^1 от $\cos\theta$ в моделях $SU(6)$ (а,б) и $Sp(4)$ (в,г); при $\sqrt{s_0} = 630$ ГэВ (а,б) и $\sqrt{s_0} = 1,8$ ТэВ (в,г) для разных значений параметров (K_y, K_z, ω_z) . (Здесь и далее пунктирная кривая соответствует случаю $SM(1,1,1)$, а сплошные кривые - случаям: $A(-3,1,1)$, $B(3,1,1)$, $C(1,-3,1)$, $D(1,3,1)$, $E(1,1,-2)$, $F(1,1,0)$.)
- Рис.3 Зависимость асимметрии A^2 от $\cos\theta$ в модели $SU(6)$ при $\sqrt{s_0} = 630$ ГэВ (а) и $\sqrt{s_0} = 1,8$ ТэВ (б) для разных значений параметров (K_y, K_z, ω_z) .
- Рис.4 То же, что и рис.2, для асимметрии A^3 .

CIMCOK INTÉPATYPI

1. UA1 Collab., G. Arnison et al. Phys. Lett., B166, (1986), 484.
2. UA2 Collab., Appel J.A. et al. Z. Phys., C30, (1986), 1.
3. Abbot L.F., Farhi E. Phys. Lett., B101, (1981), 69.
4. Barbieri R., Mohapatra R.N., Masiero A. Phys. Lett., B105, (1981),
369.
5. Kuroda M., Renard F.M., Schildknecht D. Phys. Lett., B183, (1987),
366.
6. Robinett R.W. Phys. Rev., D28, (1983), 1185, 1192.
7. Gassner K.J.F., Geunaris G.J. Z. Phys., C1, (1979), 259.
8. Hagiwara K., Peccei R.D., Zeppenfeld D., Hikasa K. Nucl. Phys.,
B282, (1987), 252.
9. Baur U., Berger E.L. Preprint CERN-TH, 5517/89, (1989).
10. Bjorken J.D. Phys. Rev., D19, (1979), 335.
11. Hsu P.Q., Sakurai J.J. Nucl. Phys., B143, (1978), 81.
12. Brown R.W., Mikaelian K.O. Phys. Rev., D19, (1979), 922.
13. Stroughair, Bilchak C.L. Z. Phys., C23, (1984), 377.
14. Cortes J., Hagiwara K., Herzog F. Nucl. Phys., B278, (1986), 26.

15. Farrar G.R., Jackson D. Phys Rev.Lett., 35, (1975), 1416.

16. Stirling T.J., Kleiss R., Ellis S.D. Phys.Lett., B163, (1985), 261

Рукопись получена 17 августа 1990 г.

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yevan, 375036
Armenia, USSR

С.Г.ГРИГОРИН, С.А.ЧАТРАНИ

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РОЖДЕНИИ ПАРЫ W - БОЗОНОВ

В $p\bar{p}$ - СТОЛКНОВЕНИЯХ

Редактор Л.П.Мужаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 24/АВ-90г. ВЗ-

Формат 60x84/16

Объемная печать. Уч.изд.л. 0,8 Тираж 299 экз. Л. 10 н.

Зак.гип.№ 352

Литера 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул.Братьев Аликханян 2

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

