объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Д2-82-280

С.Дренска, С.Щ.Мавродиев, А.Н.Сисакян,
Г.Т.Торосян

НЕКОТОРЫЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИК УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено на семинар "Кварки-82" /Сухуми, 1982 г./
и на XXI Международную конференцию по физике
высоких энергий /Париж, 1982 г./.

1982

ВВЕДЕНИЕ

Последовательное теоретическое описание характеристик взаимодействия адронов встречает ряд трудностей. Квантовая хромодинамика, претендующая на роль будущей теории сильных взаимодействий, в силу ряда принципиальных причин /как,например, проблема конфайнмента/,а также технических трудностей /суммирование большого числа диаграмм/, не дает пока возможности построить реалистическую амплитуду упругого рассеяния адронов, а также не позволяет получить характеристики множественного рождения частиц.

В связи с этим представляют интерес попытки построения эвристических моделей, которые, используя элементы квантовой теории поля, опираются при этом на простые представления о картине взаимодействия. Такие модели дают возможность описывать и систематизировать большое количество экспериментальных данных, позволяют делать предсказания для поведения величин, которые будут измеряться в будущих экспериментах. При этом, конечно, не нужно забывать, что только непрерывно дополняя друг друга,теоретические и феноменологические модели смогут углублять наше понимание явления.

В настоящей заметке приводится два примера моделей, которые позволяют сделать предсказания о поведении характеристик упругого рассеяния адронов и множественного рождения частиц при сверхвысоких энергиях. Эти модели объединяет то, что в их рамках возможно, обрабатывая данные предыдущих экспериментов, исследовать зависимость указанных характеристик от квантовых чисел сталкивающихся адронов.

В § I приводятся предположения, позволяющие построить амплитуду упругого рассеяния адронов в рамках квазипотенциального формализма[I-3], которая описывает экспериментальные данные[4] при $\sqrt{s} \geqslant$ 10 ГэВ,и приведены предсказания для $d\sigma/dt(s,t)$ и $\sigma_t(s)$ для рассеяния $\bar{p}$, p , $\pi^\pm$, $K^\pm$ на протоне.

В § 2 описывается многокомпонентная модель множественного рождения частиц[5] и приводятся предсказания для распределения W_n и средней множественности n_{ch} для рассеяния $\bar{p}$, p , $\pi^\pm$, $K^\pm$ на протоне.

Решения систем нелинейных перераспределенных алгебраических уравнений искались методом авторегуляризованных итерационных процессов гаусс - ньютоновского типа[6], реализованным в программном комплексе COMPIL на компьютере CDC-6500 /библиотека стандратных программ ОИЯИ - C40I, F42I/.

§ I Амплитуда упругого рассеяния адронов

Для построения амплитуды упругого рассеяния предположим, что
I/ сильное взаимодействие двух частиц можно описывать в терминах "эффективная частица в эффективном поле", причем эффективное поле, вообще говоря, зависит от энергии /I/;
2/ пространства относительного импульса и относительной координаты не являются евклидовыми, а следуя /2/, постулируем, что относительный импульс принадлежит пространству Лобачевского

$$q = \left(\sqrt{m^2(m_1, m_2, s) + \vec{q}^{\,2}}\,,\ \vec{q} \right). \qquad (I)$$

Эти предположения позволяют получить релятивистское обобщение формулы Резерфорда для амплитуды упругого рассеяния

$$T(s,t) = -\frac{m}{4\pi} \int \overset{*}{\xi}(m, \vec{q}, \vec{r})\, T(s, \vec{r})\, d\mu(\vec{r}), \qquad (2)$$

где релятивистская плоская волна[x] $\xi(m, \vec{q}, \vec{r})$ в бесспиновом случае имеет вид

$$\xi(m, \vec{q}, \vec{r}) = \left(\frac{\sqrt{m^2 + \vec{q}^{\,2}} - \vec{q}\cdot\vec{n}}{m} \right)^{-1 - imr},$$

квадрат переданного импульса

$$t = -\vec{q}^{\,2}, \quad \vec{r} = r \cdot \vec{n}, \quad \vec{n}^2 = 1.$$

При этом

$$\lim_{|\vec{q}|/m \ll 1} \xi(m, \vec{q}, \vec{r}) = e^{+i\vec{q}\cdot\vec{r}}. \qquad (3)$$

Выбор (I) и существование предела (3) приводят к тому, что вместо

$$\Delta q \cdot \Delta r \geqslant \frac{\hbar}{2}$$

имеем /3/

$$\Delta \chi \cdot \Delta r \geqslant \frac{\hbar}{2m},$$

где быстрота χ имеет вид

---

x/ Такая плоская волна возникает в гармоническом анализе на группе Лоренца.

$$x = \ln\left(\sqrt{1+q^2/m^2} + |\vec{q}|/m\right),$$

и

$$\lim_{|\vec{q}|/m \ll 1} x = |\vec{q}|/m.$$

Формулы (2) и (3) позволяют качественно описать экспериментально наблюдаемое экспоненциально-степенное поведение дифференциального сечения упругого рассеяния протонов, а появление переменной x гарантирует выполнение свойства геометрического скейлинга, если эффективная масса пропорциональна полному сечению.

Амплитуду в r-пространстве $T(s,r)$ можно смоделировать в виде

$$T(s,r,A) = \sum \frac{a_k(s)\, e^{-b_k(s) r}}{c_k^2(s) \pm r^2 + i d_k^2(s)},$$

где a_k, b_k, c_k, d_k - неизвестные функции энергии, а A - набор неизвестных параметров. Используя представление (2), находим амплитуду в импульсном представлении. Решение переопределенной алгебраической системы уравнений

$$\frac{d\sigma}{dt}^{expt}(s,t) = \frac{|T(s,t,A)|^2}{16\pi\, s(s-s_0)},$$

$$\sigma_t^{expt}(s) = \frac{\mathrm{Im}\, T(s,0,A)}{\sqrt{s(s-s_0)}},$$

$$\rho^{expt}(s) = \frac{\mathrm{Re}\, T(s,0,A)}{\mathrm{Im}\, T(s,0,A)}$$

позволяет найти вид неизвестных функций, значение и неопределенность параметров A. Если использовать при этом данные по pp рассеянию при $\sqrt{s} \geqslant 10$ ГэВ[4], то получается следующее:

$$m(s) = a_1 R(s),$$

$$R(s) = a_2 + a_3/(s/s_{01})^{a_4} + a_5 \ln(s/s_{01}),$$

$$s_{01} = (1{,}81 \pm 0, \quad)\ \text{ГэВ}^2,$$

$$T(s,r,A) = \sqrt{s(s-s_0)}\, R(s) \left(\frac{u(s)}{(a_6^2 + r^2)^2} + \frac{v(s)}{a_7^4 + r^4} + \right.$$

$$\left. + \frac{w(s)}{(a_8^2 - r^2) + a_9^4} + \frac{z(s)}{(a_{10}^2 - r^2)^2 + a_{11}^4} \right),$$

где

$$u(s) = a_{12} R^{a_{13}}(s) + i a_{14},$$

$$V(s) = a_{15} R^{a_{16}}(s) + i a_{17},$$

$$\omega(s) = a_{18} R^{a_{19}}(s) + i a_{20},$$

$$z(s) = a_{21} R^{a_{22}}(s) + i a_{23}.$$

Для $T(s,t,A)$ находим формулу:

$$T(s,t,A) = \frac{\sqrt{s(s-s_0)}}{sh\, x} R(s) \Big\{ u(s) \cdot m(s)\, x\, e^{-R_u x} + V(s) \sin(R_v \cdot x) e^{-R_v x} + \omega(s) \sin(R_{\omega_+} x) e^{-R_{\omega_-} x} + z(s) \sin(R_{z_+} x) e^{-R_{z_-} x} \Big\},$$

где

$$R_u = a_6 m(s),$$

$$R_v = a_7 m(s),$$

$$R_{\omega_\pm} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{a_8^4 + a_9^4} \pm a_8^2\right)} \cdot m(s),$$

$$R_{z_\pm} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{a_{10}^4 + a_{11}^4} \pm a_{11}^2\right)} \cdot m(s).$$

Значения параметров $A_k \pm \Delta A_k$ $(k = 1, \dots, 23)$ приведены в таблице № I. Значение величины $\chi^2/(M-N) = 401/(390-23) = 1{,}09$, где M - число экспериментальных точек, а вес каждой точки равен сумме статистической и систематической экспериментальных ошибок.

Для полного сечения, исходя из оптической теоремы и явного вида для $T(s,t,A)$, получаем:

$$\sigma_t = 2\pi R^2(s).$$

Функцию $R(s)$ можно интерпретировать как эффективный радиус адронного взаимодействия. Поскольку амплитуда зависит от энергии посредством $R(s)$, то можно предположить, что параметры эффективного радиуса зависят от квантовых чисел сталкивающихся адронов. Из экспериментальных данных по полным сечениям можно найти, от каких квантовых чисел зависят параметры a_2, a_3, a_4, a_5. Предположим /3/, что каждый из этих параметров можно представить как полином второй степени от массы $M = m_1 + m_2$, барионного числа $B = b_1 + b_2$, спина $J = (J_1 + J_2)(J_1 + J_2 + 1)$, заряда $Q = q_1 + q_2$, изотопического спина $I = (I_1 + I_2)(I_1 + I_2 + 1)$, его третьей проекции $I3 = I3_1 + I3_2$.

Решаем переопределенную алгебраическую систему

$$\sigma_t^{expt}(s) = 2\pi R^2(s, \alpha, B),$$

где α - набор квантовых чисел, B - новый набор неизвестных параметров. Получаем, что

$$a_2 = b_1 M + b_2 J + b_3 I + b_4 |S| \,,$$
$$a_3 = b_5 + b_6 K + b_7 B + b_8 |Q| + b_9 |I3| + b_{10} |Y| \,,$$
$$a_4 = b_{11} + b_{12} M + b_{13} J + b_{14} Q + b_{15} I + b_{16} |I3| + b_{17} S \,,$$
$$a_5 = b_{18} + b_{19} K + b_{20} I \,,$$
$$S01 = b_{21} \,.$$

Это решение было найдено при включении в систему данных по $\bar{p}$, p, $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ - протонных, нейтронных и дейтронных полных сечений при $\sqrt{s} \geqslant$ 10 ГэВ. Отметим, что в решении появились квантовые числа, которые не входили в первоначальный набор - гиперзаряд Y, странность S и число составляющих кварков по $SU(3)$ -симметрии.

В таблице № I приведены значения и неопределенность параметров A и B.

На рис. I приведены предсказания для $d\sigma/dt(s,t)$ при s = = 10^2, $2 \cdot 10^2$, $4 \cdot 10^2$, 10^3, 10^4, 10^5 ГэВ^2 и $0.1 \leqslant t \leqslant 20$ ГэВ^2 для $\bar{p}p$, pp, $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ упругого рассеяния. На рис. 2 приведено поведение полных сечений для тех же процессов при $10 \leqslant \sqrt{s} \leqslant 10^3$ ГэВ.

§ 2. Характеристики множественного рождения частиц

Модель, описывающая характеристики множественного рождения частиц[5], строится в рамках многокомпонентного подхода (см.[7,8]) на основе предположения о существовании двух независимых механизмов рождения частиц в адрон-адронных соударениях:

I/ диссоциации сталкивающихся частиц с образованием вторичных;

2/ независимое испускание разного сорта нейтральных адронных ассоциаций /кластеров/ в центральной области.

Для вероятности распределения по числу кластеров, распадающихся соответственно на n_1, n_2 ... заряженных частиц, имеем

$$W^{i,j}_{n_1, n_2, \ldots} = \alpha_i \beta_j \, P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) \, P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \ldots ,$$

где α_i, β_j - вероятности i-го и j-го каналов диссоциации сталкивающихся адронов; n_ℓ, $\langle n_\ell \rangle$ - множественность и средняя множественность кластеров типа ℓ; $P_n(\langle n \rangle)$- пуассоновское распределение. Отметим, что эта формула для вероятности находит обоснование в рамках

Таблица № I.

i	a_i	$\pm\, \Delta a_i$	b_i	$\pm\, \Delta b_i$
I	0.I853I	0.0008	0.7III	0.0I46
-2	0.9I3	0,009	-0.23I9	0.0I22
-3	2.858	0.006	0.0226	0.0023
-4	0.324	0.003	-0.3744	0.0II0
-5	0.I994	0.0008	2.4850	0.0388
6	I2.4489	0.0066	0.I873	0.0037
7.	7.8602	0.0003	0.0I7I	0.0023
8	8.2II0	0.0005	-0.3796	0.0092
9	I5.5527	0.0004	0.4035	0.02I7
I0	7.I927	0.0005	-0.2I93	0.0034
II	I5.4652	0.0003	0.32I8	0.0I05
I2	94.3	0.I	0.0479	0.0070
I3	3.465	0.002	-0.0708	0.0034
I4	-9I2.50	0.02	-0.0I84	0.0003
I5	-8730.92	0.002	0.0329	0.00I7
I6	-3.290	0.002	0.0025	0.00II
I7	82.I70	0.007	0.0705	0.0028
I8	445.54	0.02	0.I762	0.00I5
I9	0.4073	0.0009	0.0055	0.000I
20	-425.440	0.006	-0.0049	0.0005
2I	-224.50	0.02	I.8I00	0.0570
22	I.402	0.002		
23	465.II4	0.006		

квантовой теории поля в приближении прямолинейных путей [9]. Далее, используя экспериментальные указания на то, что сталкивающиеся частицы диссоциируют не более чем на три заряженные частицы, и предположение о том, что кластеры распадаются через адронные ассоциации типа $\sigma \to 2\pi$, $\omega \to 3\pi$, $B \to 4\pi$, получаем для распределения по множественности заряженных частиц

$$W_n = \alpha^2 \sum_{i=0}^{\left[\frac{n-2}{4}\right]} P_i(b)\, P_{\frac{n-2-4i}{2}}(a) + 2\alpha\beta \sum_{i=0}^{\left[\frac{n-4}{4}\right]} P_i(b)\, P_{\frac{n-4-4i}{2}}(a) + \beta \sum_{i=0}^{\left[\frac{n-6}{4}\right]} P_i(b)\, P_{\frac{n-6-4i}{2}}(a) ,$$

где a и b - средние числа кластеров, распадающихся на 2 и 4 заряженные частицы соответственно, α - вероятность диссоциации не более чем на одну заряженную частицу, $\beta = 1 - \alpha$, $[A]$ - целая часть числа A. Зная W_n, легко вычислить среднюю множественность и остальные корреляционные моменты:

$$\langle n \rangle = 2a + 4b + 2 + 4\beta \ ,$$

$$f_2 = \langle n \rangle + 8b - 8\beta^2 - 4$$

и т.д.

Энергетическую зависимость параметров α, a и b находим из сравнения полученных формул с экспериментальными данными по зарядовым распределениям и средней множественности для $\bar{p}p$, pp, $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ взаимодействий в области ISR - энергий $S \sim 100 \div 4000$ ГэВ^2 /10/:

$$a = a_1 (\ln S/S_0)^{a_2}, \quad b = a_3 (\ln S/S_0)^{a_2}, \quad \alpha = \frac{1 + a_4 \ln S/S_0}{1 + \ln S/S_0} \ .$$

Причем постоянные a_1, a_2, ..., a_4 оказываются связанными с квантовыми числами /массой и зарядом сталкивающихся частиц/ следующим образом:

$$a_1 = A_1 (m_a + m_b)^2 \ ,$$

$$a_2 = A_2 + A_3 (m_a + m_b)^2 + A_4 (q_a + q_b)^2 \ ,$$

$$a_3 = A_5 (m_a + m_b)^2 \ ,$$

$$a_4 = A_6 + A_7 (m_a + m_b)^2 \ ,$$

где значения A_1, ..., A_7 определяются из вышеуказанного совместного описания экспериментальных данных /см. таблицу № 2/.

Таблица № 2

i	$A_i \pm \Delta A_i$	i	$A_i \pm \Delta A_i$
1	0.513$\pm$0.041	5	2.226$\pm$ 0.072
2	0.058$\pm$0.020	6	-0.162$\pm$ 0.070
3	0.029$\pm$0.008	7	-0.006$\pm$ 0.001
4	0.013$\pm$0.002		

При этом эксперимент описывается вполне удовлетворительно -

$$\chi^2 \simeq \frac{295}{185} = 1.6 \ .$$

На рис. 3 представлены предсказания данной модели для W_n, $\langle n \rangle$ и f_2 при уже доступных ускорительных энергиях в CERN (SPS COLLIDER)

Отметим, что коридор ошибок для $\langle n\rangle$ - порядка 10%, и растет с ростом энергии. Как легко увидеть из таблицы № 2 и выписанных формул, описанная модель предсказывает более чем логарифмический рост с энергией для средней множественности: $\langle n\rangle \sim (\ln s/s_0)^{1,7}$ для $\bar{p}p$.
Это предсказание согласуется с полученными недавно результатами по измерению средней множественности $\langle n\rangle$ в $\bar{p}p$ соударениях при энергии $\sqrt{s}$ = 540 ГэВ /I2/: $\langle n\rangle^{expt} = 27,4 \pm 2,0$, $\langle n\rangle^{th} \simeq 27,7$.
Интересно отметить также, что полученные в /I2/ увеличение плотности частиц в центральной области по псевдобыстроте - $3,0 \pm 0,I$ подтверждает указанный рост вклада многочастичных тяжелых кластеров в образование вторичных частиц.

В заключение отметим, что проведенный эвристический анализ и полученные предсказания, на наш взгляд, представляют интерес в связи с экспериментами во FNAL и на SPS (CERN) по $\bar{p}p$ - взаимодействиям при высоких энергиях. Предварительные экспериментальные результаты не противоречат рассматриваемым в данной работе моделям. Есть основания надеяться, что они будут полезными и для дальнейших исследований адронных взаимодействий, поскольку дают удобный метод нахождения с помощью экспериментальных данных основных зависимостей теории

Авторы благодарят А.Н.Тавхелидзе, В.Г.Кадышевского, В.А.Матвеева и Л.А.Слепченко за интерес к работе и ценные обсуждения.

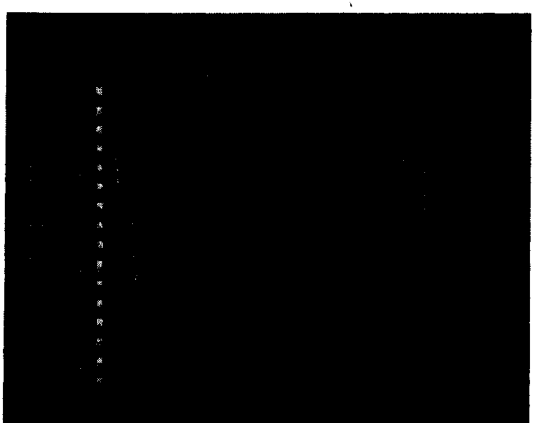

Рис.1а.

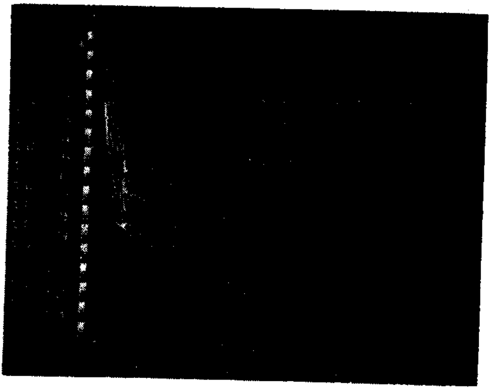

Рис.1б.

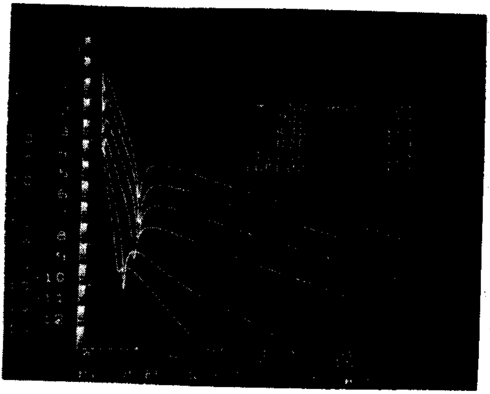

Рис.1в.

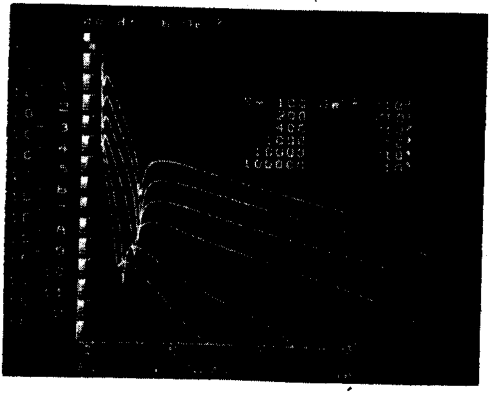

Рис.1г.

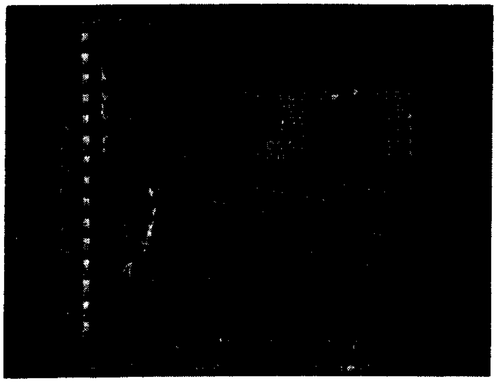

Рис.1д.

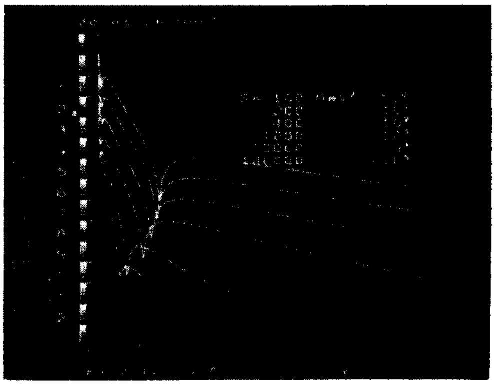

Рис.1е.

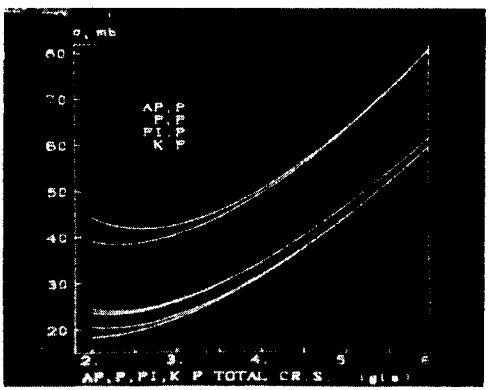

Рис.2.

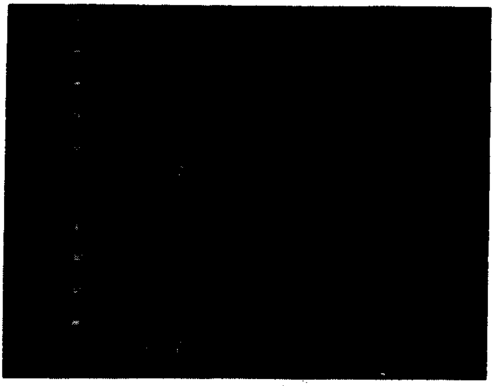

Рис.3а.

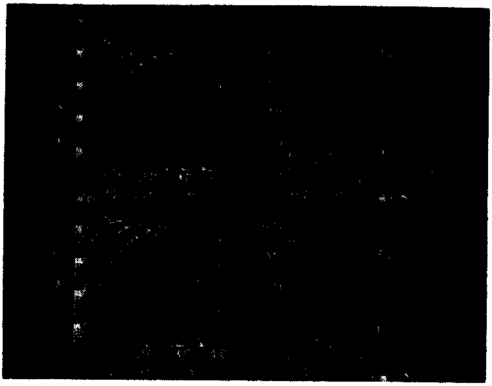

Рис.3б.

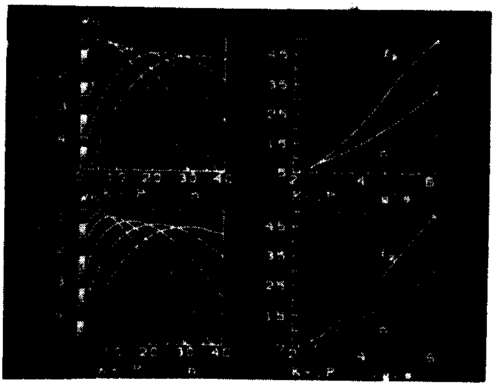

Рис.3в.

Литература

1. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, v.29, p.380.
2. Kadyshevsky V.G. Nucl.Phys., 1968, B86, p.125.
3. Mavrodiev S. Cht., Fizika, 1977, 9, p.117.
   Александров Л., Дренска С., Мавродиев С.Щ. ЯФ, т.32, вып. 2/8/,1980
   Drenska S., Mavrodiev S.Cht. JINR E2-81-146, Dubna, 1981.
4. Denisov S.P. et al. Nucl.Phys., 1973, B.65, p.1;
   Egert V. et al. Phys.Lett., 1976, B98, p.93;
   Carrol A.S. et al. Phys.lett., 1979, B50, p.423;
   Ayeres A.S. et al. Phys.Rev., 1977, D15, 11, p.3105;
   Nagy E. et al. Nucl.Phys., 1979, B150, p.221.
5. Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ 32-12570, Дубна, 1979. Международный семинар по проблемам физики высоких энергий и теории поля. Протвино, 1979.
6. Александров Л. ЖВМ и МФ, т. II, №I, с.36, 1971; ОИЯИ 35-3511, Дубна, 1970; ОИЯИ Б1-5-9966, Дубна, 1976.
7. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. Phys.Lett.,1967, 25B, p.611.
8. Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N. Fizika,1973,5, p.67;
   Grishin V.G. et al. JINR E2-6596, Dubna, 1972; Nuovo Cim.Lett., 1973, 8, p.590;
   Sissakian A.N. JINR E2-9086, Dubna, 1975, p.9243.
9. Barbashov B.M. et al. Phys.Lett., 1970, 33B, p.484.
10. Ansorge R.E. et al. Phys.Lett., 1975, B59, p.299;
    Slattery P. et al. Phys.Rev.,1973, D7, p.2073;
    Bromberg C. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1563;
    Thome W. et al. Nucl. Phys.,1977, B129, p.365;
    Albini E. et al. Nuovo Cim.,1976, A32, p.101;
    Fong D. et al. Nucl.Phys.,1976, B102, p.386;
    Barnes V.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 34, p.415;
    Abrams G.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 31, p.1271;
    Bromberg W.M. et al. Phys.Rev., 1977, D15, p.66.
11. Rubinshtein R. et al. FERMILAB report, October, 1981;
    Barr W.F. et al. FERMILAB-Pub-81/58-exp. September,1981.
12. Alpgard K. et al. Phys.Lett., 107B, N4, 1981, 310;
    Alpgard K. et al. Phys.Lett., 107B, N4, 1981, 315.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1982 года.