

ԵՐԵՎԱՆԻ
ԵՐԵՎԱՆՍԻ

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ՓԻԶԻԿԵՍԻ

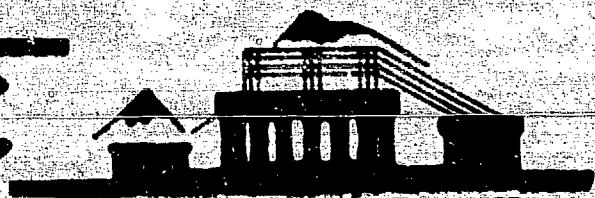
ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ЕФИ-ТФ-5(72)

*С.Г.Матинян, Н.А.Тер-Исаакян,
В.А.Ховсе - Ю.Г.Шахназарян*

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МЕХАНИЗМ НЕУПРУГОГО
СТОЛКНОВЕНИЯ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

АРУС



ԵՐԵՎԱՆԻ

1972

ԵՐԵՎԱՆ

УДК 539.171.017

БФН-ТФ-5(72)

**С.Г.МАТИНЯН. Н.Д.ТЕР-ИСААКЯН,
В.А.ХОЗЕ , Ю.Г.ШАХНАЗАРЯН**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МЕХАНИЗМ НЕУПРУГОГО СТОЛКНОВЕНИЯ
АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Ереван 1972.

С.Г.МАТИНЯН, Н.Л.ТЕР-ИСААКЯН,
В.А.ХОЗЕ, Ю.Г.ШАХНАЗАРЯН

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МЕХАНИЗМ НЕУПРУГОГО
СТОЛКНОВЕНИЯ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Показано, что при больших переданных импульсах сечение неупругого взаимодействия адронов с образованием двух пучков, идущее через однофотонный обмен, является существенным и, по-видимому, значительно преобладает над сечением аналогичного процесса, обусловленного сильным взаимодействием.

Детально рассмотрены явления, связанные с электромагнитным механизмом неупругого столкновения адронов при больших, а также малых переданных импульсах.

Препринт Ереванского физического института.
Ереван 1972.

S.G.MATINIAN, N.L.TER-ISAACIAN, V.A.KHOZE,
YU.G.SHAKHNASARIAN

ELECTROMAGNETIC MECHANISM OF INELASTIC
HADRONS COLLISION AT HIGH ENERGIES

It is shown that at high momentum transfers the cross section of inelastic hadrons interactions with two beam production going through one-photon exchange is essential and, probably, significantly dominates over the cross section of analogous strong interaction process.

The phenomena connected with electromagnetic mechanism of inelastic hadrons collision at high and low momentum transfers are considered in detail.

Preprint of Yerevan Physical Institute

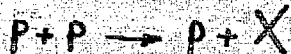
Yerevan, 1972

I. Введение

Особенной чертой адронных процессов — как упругих (квазиупругих), так и неупругих — является экспоненциальное падение сечений с ростом поперечных импульсов вторичных частиц. Так, например, сечение упругого рассеяния адронов на большие углы описывается формулой Ора [1]

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi}{s^2} 600 \exp(-6 p_{\perp}) \left(\frac{mb}{\Gamma_{36}/c}\right)^2 \quad (1)$$

Для инклюзивного процесса с образованием адронного бучка



вплоть до значения поперечного импульса вторичного крона

$p_{\perp} \approx 2 \text{ Гэв}/c$ экспериментальные данные согласуются с эмпирической формулой [2]

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{\perp} dp_{\parallel}} = 610 p_{\perp}^2 \exp(-6 p_{\perp}) \left(\frac{mb}{\Gamma_{36}/c}\right)^2 \quad (2)$$

Если окажется, что такое поведение сечений, обусловленное сильными взаимодействиями, сохраняется и при больших значениях переданного импульса t , то электромагнитный механизм образования адронов с его степенной зависимостью от t при достаточно больших t будет конкурировать с сильным.

Однако при этом следует иметь в виду, что сечения упругого рассеяния адронов, обусловленные электромагнитными взаимодействиями, определяются формфакторами соответствующих частиц, которые быстро падают с ростом передаваемого импульса. Так, например, для упругого рассеяния протонов, идущего через однофотонный обмен, в области $s \gg t \gg m^2$ (m - масса протона) сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx 4\pi \alpha^2 \frac{1}{t^2} G_M^4(t), \quad (3)$$

где $G_M(t)$ - магнитный формфактор протона, падающий при больших значениях переданного импульса как t^{-2} . Поэтому приведенное сечение может сравниться с адронным, когда величина его уже очень мала и находится вне пределов современных экспериментальных возможностей.

С другой стороны, как показывает изучение процессов глубоко неупругого электророждения адронов, структурные функции, определяющие сечения таких реакций, характеризуются довольно слабой (соответствующей "голом" адрону) зависимостью от t [3].

На основе этого факта в работах [4,5] было показано, что в процессы глубоко неупругого столкновения адронов при больших переданных импульсах в определенной кинематической конфигурации электромагнитный механизм будет давать существенный вклад.

Рассмотрим, например, процесс образования двух адронных пучков X_1 и X_2



в кинематической конфигурации, определяемой неравенствами

$$s \gg t, M_1^2, M_2^2 \gg m_1^2, m_2^2, \quad (5)$$

и позволяющей отделить пучки друг от друга; здесь M_c — соответственно массы сталкивающихся адронов и рождающихся пучков.

В указанной области сечение реакции (4), в случае столкновения двух протонов, имеет вид [4,5]

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{t^2} \quad (6)$$

При значении $t = 5 \text{ (Гэв/с)}^2$ оно более чем на три порядка превышает величину, даваемую эмпирической формулой Орира (I) для упругого pp-рассеяния при $S = 1000 \text{ (Гэв)}^2$. Вряд ли следует ожидать, что рождение пучков за счет сильных взаимодействий сможет компенсировать упомянутое различие. Косвенным аргументом в пользу этого являются, в частности, экспериментальные данные, показывающие, что при небольших t сечения инклюзивных процессов не намного превышают соответствующие сечения упругого рассеяния.

Поэтому можно думать, что при высоких энергиях и больших переданных импульсах электромагнитный механизм образования двух адронных пучков будет играть существенную, а может быть, и определяющую роль. Это означает, что характеристики вторичных частиц в таких конфигурациях (множественность, спектр и др.) должны быть схожими с аналогичными характеристиками в глубоко неупругом электророжении. В частности, интересно получить информацию о зависимости множественности от t , которая в случае чисто адронного механизма должна быть пропорциональна \sqrt{t} [6]. Рассматриваемый механизм мог бы дать в будущем уникальную информацию о глубоко неупругом электророжении на нестабильных частицах [4,5].

Приведенные соображения делают желательным более детальное изучение электромагнитного механизма неупругого столкновения адронов. В разделе 2 настоящей статьи рассмотрен электромагнитный механизм, приводящий к образованию двух пучков адронов с выделенной части-

цей в одном из них. Раздел 3 посвящен поляризационным явлениям при образовании двух пучков через однофотонный обмен. В разделе 4 обсуждается электромагнитный процесс с образованием одного адронного пучка с выделенной частицей при малых переданных импульсах.

2. Образование двух пучков и одной выделенной частицей

Найдем вклад однофотонного обмена в инклюзивный процесс образования двух пучков с выделенной частицей в одном из них при столкновении адронов

$$a_1 + a_2 \rightarrow a_3 + \chi_1 + \chi_2, \quad (7)$$

изображенный диаграммой рис.1.

Обозначим передаваемый 4-импульс через $q = P_2 - P_1$ и определим инварианты

$$s = (P_1 + P_2)^2, \quad t = -q^2 = -(P_2 - P_1)^2, \\ s_0 = (q + P_2)^2, \quad t_0 = -(P_2 - P_3)^2, \quad (8)$$

а также эффективные массы пучков $M_1^2 = P_1^2$ и $M_2^2 = P_2^2$.

Дифференциальное сечение процесса (7), усредненное по поляризациям частиц в начальном состоянии и просуммированное по поляризациям частиц в конечном состоянии, а также проинтегрированное по фазовому объему всех частиц в пучках, кроме a_3 , можно представить в виде

$$\frac{d^6\sigma}{dt ds_0 dt_0 dM_1^2 dM_2^2 d\varphi} = \quad (9) \\ = \left(\frac{e}{2\pi}\right)^2 \frac{N_1 N_2 N_3 Y_{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{t^2 [s - (m_1^2 + m_2^2)] [s - (m_1 - m_2)^2] \sqrt{(s_0 + t + m_2^2)^2 - 4s_0 m_2^2}}$$

где φ - угол между плоскостью, в которой лежат векторы \vec{P}_1 и \vec{q} , и плоскостью, определяемой векторами \vec{P}_2 и \vec{q} , а N_L^0 - нормировочный множитель, равный 1/2 для бозонов и m_c для фермионов.

Величина $\chi_{\mu\nu}$, связанная с вершиной образования пучка χ_2 , представляет собой тензор, описывающий процесс неупругого электропротонирования, и имеет стандартный вид

$$\chi_{\mu\nu} = (2\pi)^3 \sum_n \langle P_1 | J_\mu^{(1)}(0) | n, P_2 \rangle \langle n, P_1 | J_\nu^{(2)}(0) | P_2 \rangle \delta(P_2 - P_1 + q) =$$

$$= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(t, M_2^2) + \frac{1}{m_2^2} \left[P_{1\mu} - \frac{(q P_1)}{q^2} q_\mu \right] \left[P_{1\nu} - \frac{(q P_1)}{q^2} q_\nu \right] W_2(t, M_2^2) \quad (10)$$

В определении тензора $\chi_{\mu\nu}$ знак \sum_n означает усреднение и суммирование по поляризациям соответствующих частиц, суммирование по всем возможным состояниям в пучке и интегрирование по фазовому объёму. В результате указанных тензор выражается через две структурные функции $W_1(t, M_2^2)$ и $W_2(t, M_2^2)$, которые простым образом связаны с полными сечениями поглощения поперечного и продольного фотонов на частице a_1 (см., например, [3])

$$W_1(t, \nu_2) = \frac{m_2 K_L}{4\pi^2 \alpha N_L} \sigma^{(T)}(t, \nu_2),$$

$$W_2(t, \nu_2) = \frac{m_2 K_L}{4\pi^2 \alpha N_L} \frac{t}{t + \nu_2^2} \left[\sigma^{(T)}(t, \nu_2) + \sigma^{(L)}(t, \nu_2) \right] \quad (11)$$

где

$$K_L = \frac{1}{2m_2} (M_2^2 - m_2^2),$$

$$\nu_2 = -\frac{1}{m_2} (q P_2) = \frac{1}{2m_2} (t + M_2^2 - m_2^2). \quad (12)$$

Входящий в выражение (9) тензор $T_{\mu\nu}$ связан с вершиной, в которой образуется пучок χ_2 , и определяется так

$$T_{\mu\nu} = (2\pi)^3 \sum_{n_2} \langle P_2 | J_{\mu}^{(2)}(0) | P_3, n_2, P_2 \rangle \langle P_3, n_2, P_2 | J_{\nu}^{(2)}(0) | P_2 \rangle \delta(P_2' - P_2 - q) \quad (13)$$

В общем случае он выражается через пять структурных функций [7], из которых только четыре в силу симметрии тензора (10) дают вклад в сечение (9). Нетрудно видеть, что указанные структурные функции связаны с сечениями виртуального фоторождения

$$\gamma^* + a_2 \rightarrow a_3 + X_2$$

с конкретными поляризациями γ - кванта. Введем в с.п.м. ($\vec{q} + \vec{P}_2 = 0$) векторы линейной поляризации фотона \vec{e}^{\perp} (\vec{e}^{\parallel} будет означать, что вектор поляризации лежит в плоскости реакции, определяемой векторами \vec{q}_1 и \vec{P}_3 , \vec{e}^{\perp} - что он перпендикулярен к плоскости реакции, \vec{e}^0 - что он параллелен \vec{q}) и определим следующие сечения:

$$\begin{aligned} \sigma_U &\equiv \frac{d^2\sigma_U}{dt_0 dM_2^2} = z(e_i^{\parallel} e_k^{\parallel} + e_i^{\perp} e_k^{\perp}) T_{ik} = \frac{1}{2}(\sigma^{\parallel} + \sigma^{\perp}), \\ \sigma_T &\equiv \frac{d^2\sigma_T}{dt_0 dM_2^2} = z(e_i^{\parallel} e_k^{\parallel} - e_i^{\perp} e_k^{\perp}) T_{ik} = \frac{1}{2}(\sigma^{\parallel} - \sigma^{\perp}), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \sigma_L &\equiv \frac{d^2\sigma_L}{dt_0 dM_2^2} = 2z \frac{t}{q_0^2} e_i^0 e_k^0 T_{ik}, \\ \sigma_I &\equiv \frac{d^2\sigma_I}{dt_0 dM_2^2} = -2z \frac{\sqrt{t}}{q_0} e_i^{\parallel} e_k^0 T_{ik}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} z &= \frac{2N_2 N_3}{8m_2^2 K_2 \sqrt{t + v_2^2}}, \\ v_2 &= \frac{1}{m_2} (q_1 P_2) = \frac{1}{2m_2} (s_0 + t - m_2^2), \\ K_2 &= \frac{1}{2m_2} (s_0 - m_2^2). \end{aligned} \quad (15)$$

Как видим, σ_V представляет собой дифференциальное сечение фоторождения в случае неполяризованных поперечных виртуальных фотонов, σ_T есть разность сечений с соответствующими поперечными поляризациями, σ_L - сечение процесса с продольно поляризованными фотонами, и, наконец, σ_I учитывает интерференцию между поперечной и продольной компонентами поляризации виртуального фотона.

Величины σ_V , σ_T , σ_L и σ_I , являющиеся функциями инвариантов t , s_0 , t_0 и M_2^2 , в принципе, могут быть измерены на основе изучения азимутальной зависимости сечения электророждения

$$e + a_2 \rightarrow e + a_3 + X_2,$$

которое имеет известный вид (см., например, [8]).

$$\frac{d^5\sigma_e}{dt ds_0 dt_0 dM_2^2 d\varphi} = \frac{\alpha}{(4\pi)^2} \frac{s_0 - m_2^2}{m_2^2 E_e^2 t} \frac{1}{1-\epsilon} \left[\sigma_V + \epsilon \sigma_L + \epsilon \sigma_T \cos 2\varphi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \sigma_I \cos \varphi \right], \quad (16)$$

где E_e - энергия начального электрона в системе покоя частицы a_2 , а ϵ - обычный параметр, характеризующий поперечную поляризацию виртуального фотона.

Используя теперь определения (10) и (14), на основе формулы (9) приходим к следующему выражению для сечения инклюзивного процесса (?)

$$\frac{d^6\sigma}{dt ds_0 dt_0 dM_1^2 dM_2^2 d\varphi} = \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{N_2 (s_0 - m_2^2)}{[s - (m_1 + m_2)^2][s - (m_1 - m_2)^2]} \frac{1}{t^2} \left\{ W_s (2\sigma_V - \sigma_L) + \frac{1}{m_2} W_2 \left[f^2 (\sigma_V + \sigma_T \cos 2\varphi) + g^2 \sigma_L + 2fg \sigma_I \cos \varphi \right] \right\}, \quad (17)$$

где введены обозначения

$$f = \left[g^2 - m_1^2 \left(1 + \frac{v_1^2}{t} \right) \right]^{1/2},$$

$$g = \frac{1}{m_2 \sqrt{t(t+v_2^2)}} \left[\frac{1}{2} t (s - m_1^2 - m_2^2) - m_1 m_2 v_1 v_2 \right].$$

В асимптотике, определяемой условиями

$$s \gg t, s_0, t_0, M_i^2, M_i^2 \gg m_i^2, t \leq M_i^2, \quad (18)$$

сечение (17) принимает вид¹⁾

$$\frac{d^6 \sigma}{dt ds_0 dt_0 dM_1^2 dM_2^2 d\varphi} = \frac{\alpha}{16\pi^2} \frac{N_2 (s_0 - m_2^2)}{m_1^2 m_2^2 t(t+v_2^2)} W_2(t, v_1) (\sigma_U + \sigma_L + 2\sigma_I \cos \varphi + \sigma_T \cos 2\varphi) \quad (19)$$

и выражается непосредственно через сечение электророждения (16) в соответствующей области

$$\frac{d^6 \sigma}{dt ds_0 dt_0 dM_1^2 dM_2^2 d\varphi} = \frac{N_1}{2 m_1^2} W_2(t, v_1) \frac{d^5 \sigma_e}{dt ds_0 dt_0 dM_2^2 d\varphi} \quad (20)$$

Воспользуемся теперь тем, что уже при $t > 1 (\text{ГэВ}/c)^2$ и $M_i > 2 \text{ ГэВ}$ (в случае, когда частица a_1 - нуклон) имеет место "скейлинг" (см., [3]), согласно которому функции, определенные как

$$F_1(\omega_i) = m_2 W_2(t, v_2), \quad F_2(\omega) = v_1 W_2(t, v_1), \quad (21)$$

зависят только от одной переменной

1) Формулы, соответствующие (19) (проинтегрированные по φ и M_2^2), были получены в модели партонов [9].

$$\omega_1 = \frac{2m_1 v_1}{t} = 1 + \frac{M_1^2 - m_1^2}{t} \quad (22)$$

Интегрируя выражение (20) по всем переменным, за исключением параметров выделенной частицы, и пользуясь экспериментальным значением $F_2(\omega_1) \approx 0,3$ в области $3 \leq \omega_1 \leq 20$, получаем

$$\frac{d^2\sigma}{dt_0 dM_2^2} \sim 0,3 \ln \frac{\omega_{1 \max}}{\omega_{1 \min}} \frac{d^2\sigma_e}{dt_0 dM_2^2}, \quad (23)$$

где $\omega_{1 \max}$ ($\omega_{1 \min}$) — максимальное (минимальное) значение ω_1 , допустимое в рассматриваемой кинематике.

3. Поляризационные явления в случае образования двух пучков.

Перейдем теперь к рассмотрению процесса (4) с поляризованными начальными частицами спина $1/2$. Сечение такого процесса можно записать в виде

$$\frac{d^3\sigma}{dt dM_1^2 dM_2^2} = 4\pi \alpha^2 \frac{m_1 m_2 y_{\mu\nu}^{(1)}(t, v_1, s_1) y_{\mu\nu}^{(2)}(t, v_2, s_2)}{t^2 [s - (m_1 + m_2)^2] [s - (m_1 - m_2)^2]}, \quad (24)$$

где S_1 и S_2 — 4-векторы поляризации начальных частиц, а инвариант V_2 дается формулой (15), в которой необходимо заменить S_0 на M_2^2 .

Входящий в (24) тензор $y_{\mu\nu}^{(i)}$ определен следующим образом:

$$y_{\mu\nu}^{(1)}(t, v_i, s_i) = (2\pi)^3 \sum_{n_2} \langle P_2, s_2 | J_{\mu}^{(1)}(0) | n_2, P_1 \rangle \times \\ \times \langle n_1, P_1 | J_{\nu}^{(1)}(0) | P_2, s_2 \rangle \delta(P_2 - P_1 + q). \quad (25)$$

Наиболее общий P, T и градиентно-инвариантный вид его та-
ков

$$y_{\mu\nu}^{(1)}(t, v_i, s_i) = y_{\mu\nu}^{(1)s}(t, v_i) + y_{\mu\nu}^{(1)a}(t, v_i, s_i), \quad (26)$$

где симметричная по индексам μ и ν и не зависящая от поля-
ризации часть $y_{\mu\nu}^{(1)s}$ совпадает с (10), а антисимметричная
часть $y_{\mu\nu}^{(1)a}$ есть 2)

$$y_{\mu\nu}^{(1)a}(t, v_i, s_i) = \frac{1}{m_1} \left\{ -[G_1(t, v_i) + \frac{q P_1}{m_1^2} G_2(t, v_i)] S_{12} + \right. \\ \left. + \frac{1}{m_1^2} (q s_1) P_{1\alpha} G_2(t, v_i) \right\} q_{\beta} \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu}. \quad (27)$$

Тензор $y_{\mu\nu}^{(2)}$ получается из тензора $y_{\mu\nu}^{(1)}$ с помощью замен
 $m_1 \rightarrow m_2, P_1 \rightarrow P_2, s_1 \rightarrow s_2$ и $q \rightarrow -q$.

В результате вычислений приходим к следующему выражению для
сечения процесса (4)

$$\frac{d^3\sigma}{dt dM_1^2 dM_2^2} = \frac{d^3\sigma_0}{dt dM_1^2 dM_2^2} + \frac{8\pi d^2}{[s - (m_1 + m_2)^2][s - (m_1 - m_2)^2]} \frac{1}{t} \left\{ [(s, s_2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{t} (q s_1)(q s_2)] G_1(v_1) G_1(v_2) - \frac{1}{m_2^2} [m_2 v_2 (s_1 s_2) - (P_2 s_1)(q s_2)] G_1(v_1) G_2(v_2) \right. \\ \left. - \frac{1}{m_1^2} [m_1 v_1 (s_1 s_2) + (q s_2)(P_1 s_2)] G_2(v_1) G_1(v_2) + \frac{1}{m_1^2 m_2^2} [m_1 m_2 v_1 v_2 (s_1 s_2) - \right. \\ \left. - m_1 v_1 (P_2 s_1)(q s_2) + m_2 v_2 (q s_2)(P_1 s_2) - (P_1 P_2)(q s_1)(q s_2)] G_2(v_1) G_2(v_2) \right\} \quad (28)$$

2) В литературе нет единства в выборе структурных функций, опреде-
ляющих зависимость от спина. Используемые здесь функции G_1 и
 G_2 отличаются от соответствующих величин работы [10] множите-
лем 2.

где первый член представляет собой сечение в случае неполяризованных частиц, которое может быть получено посредством интегрирования формулы (17) по переменным, связанным с выделенной частицей; оно совпадает с результатами работ [4,5].

Рассмотрим некоторые конкретные случаи. Обозначим через $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$ векторы поляризации начальных частиц в их системе покоя и найдем асимметрию A , связанную с изменением на противоположное направление вектора поляризации одной из них:

$$A = \frac{\sigma(\vec{\zeta}_1, \vec{\zeta}_2) - \sigma(\vec{\zeta}_1, -\vec{\zeta}_2)}{\sigma(\vec{\zeta}_1, \vec{\zeta}_2) + \sigma(\vec{\zeta}_1, -\vec{\zeta}_2)}$$

Пусть $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$ параллельны и направлены вдоль импульса \vec{P}_2 в с.ц.м. Тогда в асимптотике, задаваемой условиями (5), указанная асимметрия имеет вид

$$A = -4 \zeta_1 \zeta_2 \frac{t}{s} \frac{G_2(t, v_1) G_2(t, v_2)}{W_2(t, v_1) W_2(t, v_2)} \quad (29)$$

В другом частном случае, когда вектор $\vec{\zeta}_1$ направлен вдоль \vec{P}_2 , а вектор $\vec{\zeta}_2$ лежит в плоскости (\vec{P}_2, \vec{q}) и перпендикулярен к импульсу \vec{P}_1 , имеем

$$A = \pm 4 \zeta_1 \zeta_2 \frac{t \sqrt{t}}{m_2 s} \frac{G_2(t, v_1) G_2(t, v_2)}{W_2(t, v_1) W_2(t, v_2)} \quad (30)$$

И, наконец, когда векторы $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$ параллельны между собой, лежат в указанной плоскости и перпендикулярны к \vec{P}_2 , асимметрия равна

$$A = -4 \zeta_1 \zeta_2 \frac{t^2}{m_1 m_2 s} \frac{G_2(t, v_1) G_2(t, v_2)}{W_2(t, v_1) W_2(t, v_2)} \quad (31)$$

В настоящее время имеются лишь некоторые теоретические пред-
сказания о поведении этих функций. Прежде всего, неравенства, вы-
текающие из условия положительной определенности тензора (25)
(см., например, [11]),

$$\left[\frac{\nu}{m} G_1 + \frac{t}{m_2} G_2 \right] \leq W_2, \quad (32)$$

$$\frac{2t}{m_2} (G_1 - \frac{\nu}{m} G_2)^2 \leq \left[(1 + \frac{\nu^2}{t^2}) W_2 - W_1 \right] \left(W_2 + \frac{\nu}{m} G_1 + \frac{t}{m_2} G_2 \right),$$

вместе с соотношениями (21) в пределе больших t и ν_i , но
фиксированном $\omega_i = \frac{2m_i \nu_i}{t}$, накладывают следующие ограничения
на функции G_1 и G_2

$$G_1 \leq O\left(\frac{1}{\nu}\right), \quad G_2 \leq O\left(\frac{1}{\nu^{3/2}}\right). \quad (33)$$

Предположение о малости величины $O(L)$, входящей в (II), сов-
местно со вторым из неравенств (32) дает связь

$$G_1(t, \nu_i) \approx \frac{\nu_i}{m_i} G_2(t, \nu_i). \quad (34)$$

Применение идеи ведущей сингулярности коммутатора токов на свето-
вом конусе приводит к следующему поведению [12]

$$\nu_i G_1(t, \nu_i) = F_3(\omega_i), \quad \frac{\nu_i^2}{m_i} G_2(t, \nu_i) = F_4(\omega_i), \quad (35)$$

в то время, как по Бьеркену [13, 10]

$$\nu_i G_1(t, \nu_i) = F_3(\omega_i), \quad m_i \left(\frac{\nu_i}{m_i}\right)^{3/2} G_2(t, \nu_i) = F_4'(\omega_i) \quad (36)$$

Соотношение (34) исключает поведение (36), а из (35) следует

$$F_3(\omega_i) = F_4(\omega_i).$$

Необходимо заметить, что в случае, когда начальные частицы тождественны, наряду с диаграммой рис. I следует рассматривать также обменную диаграмму, в которой переставлены местами частицы a_1 и a_2 . Однако в кинематической области, определяемой условиями (18), имеет место $u = -(p_2 - p_1)^2 \sim S$, и вклад такой диаграммы, а также ее интерференции с приведенной, подавлены как $\frac{1}{S^2}$ и $\frac{1}{S}$ соответственно.

Поляризационные эффекты, рассмотренные для процесса (4), сами содержат множитель t/S , и для них интерференция могла бы оказаться существенной. Однако нетрудно показать, что в этом случае ее снова можно пренебречь. В области, где имеет место масштабная инвариантность, структурные функции, связанные с обменной диаграммой, определяются параметрами $\bar{\omega}_{1,2} = 1 + \frac{M_{1,2}^2 - m_{2,1}^2}{u}$, и для значений (5) $\bar{\omega}_{2,1} \rightarrow 1$. В работе [14] получены соотношения, устанавливающие следующее пороговое поведение, соответствующее опыту,

$$F_{1,2}(\bar{\omega}_i) \sim (\bar{\omega}_i - 1)^3 \simeq \left(\frac{M_i^2}{u}\right)^3 \quad (37)$$

Как вытекает из неравенств (32), при $\bar{\omega}_i \rightarrow 1$ функции G_1 и G_2 должны обращаться в нуль не слабее, чем $(\bar{\omega}_i - 1)^3$. Поэтому вклад обменной диаграммы будет подавлен, как минимум, в $(M_i^2/S)^6$ раз, а вклад интерференции с основной - в $(M_i^2/S)^3$ раз.

4. Случай малых t .

Из-за наличия кулоновского типа электромагнитный механизм образования адронов в области малых переданных импульсов может также играть существенную роль.

Рассмотрим в однефотонном приближении процесс

$$a_1 + a_2 \rightarrow a_1 + a_3 + X_2, \quad (38)$$

в котором частица a_1 может быть также ядром.

Для получения сечения этого процесса достаточно в выражении (17) положить

$$W_1(t, v_1) = \frac{t}{2N_1} (1+\lambda) M(t) \delta(M_1^2 - m_1^2), \quad (39)$$

$$W_2(t, v_2) = \frac{2m_1^2}{N_1} [E(t) + \lambda M(t)] \delta(M_2^2 - m_1^2),$$

где $\lambda = \frac{t}{4m_1^2}$, а функции $E(t)$ и $M(t)$ описывают электрическую и магнитную структуру частицы a_1 и нормированы условиями

$$E(0) = Z^2, \quad M(0) = \frac{\sigma + \mu}{3\sigma} \mu^2;$$

здесь Z , σ и μ - заряд, спин и дипольный магнитный момент.

В частности, для бесспиновой частицы

$$E(t) = [F(t)]^2, \quad M(t) = 0,$$

где $F(t)$ - зарядовый формфактор, а в случае частицы со спином $1/2$

$$E(t) = \frac{1}{1+\lambda} G_E^2(t), \quad M(t) = \frac{1}{1+\lambda} G_M^2(t),$$

где $G_E(t)$ и $G_M(t)$ - электрический и магнитный формфакторы.

Подстановка (39) в (17) и интегрирование по переменным частицы a_3 даёт результат работы [15].

В кинематической конфигурации

$$s \gg s_0, m_1^2, \quad s_0 \gg m_{2,3}^2, \quad t_{\min} = \frac{m_1^2 s_0^2}{s^2} \ll t \ll m_1^2$$

сечение процесса (38) принимает вид

$$\frac{d^5 \sigma}{t \, dS_0 \, d\epsilon_0 \, dM_1^2 \, d\varphi} = \frac{dZ^2}{2\pi^2} \frac{1}{s_0 t} \left(1 - \frac{t_{\min}}{t}\right) (\sigma_0 + \sigma_1 \cos 2\varphi) \quad (40)$$

Здесь мы воспользовались тем, что при малых t $\sigma_1 \sim t$, $\sigma_2 \sim \sqrt{t}$,
 в σ_U и σ_T не зависят от t .
 Сечение имеет пик при $t = 2 t_{min}$, и значение в пике равно

$$\frac{d^5\sigma}{dt ds_0 dt_0 dM_2^2 dy} = \frac{\alpha Z^2}{8\pi^2} \frac{s^2}{m_i^2 s_0^3} (\sigma_U + \sigma_T \cos 2\varphi) \quad (41)$$

В заключение заметим, что в силу (II) сечения двухлучковых процессов (4) и (7) не имеют кулоновского пика при малых t , и стало быть, электромагнитный механизм не может для этих процессов конкурировать с сильным в области малых переданных импульсов.

Авторы благодарны Ю.Ф.Пирогову за полезные обсуждения.

Один из нас (В.Х.) благодарен А.А.Ансельму, А.И.Вайнштейну, Б.Д.Морфе, Л.П.Липатову и И.Б.Хривловичу за полезные обсуждения.

Рукопись поступила 4-го мая 1972 года

И Н Т Е Р А Т У Р А

1. J.Orear, Phys. Lett., 13,190, 1964.
2. E.W.Anderson et al. Phys. Rev. Lett. 19,198,1967.
3. F.J.Gilman, Preprint SLAC-PUB-842,1970.
4. С.Г.Матвеев, Н.Л.Тер-Исаяни, В.А.Хозе, Письма ЖЭТФ, 15,110,1972.
5. F.E.Low, S.B.Treiman, Preprint NAL Thy-20, 1971.
6. V.A.Abramovski, O.V.Kanchell, S.G.Matinian.Phys.Lett. 36B,565, 1971.
7. S.M.Berman.Phys. Rev.,135B,1249,1964.
8. K.Berkelman, 1971 International symposium on electron and photon interactions at high energies, Cornell,preprint.
9. S.M.Berman,J.D.Bjorken,J.B.Kogut Preprint SLAC-PUB-944,1971.
10. C.E.Carison,Mu-Ki Tung, Preprint,EFI 71-46,1971.
11. M.Doncel, E.de Rafael, Nuovo Cimento, 4A, 363, 1971.
12. J.Kuti. II th International Conference on polarized targets LAW.Rad. Lab. 1971.
13. J.D.Bjorken Phys.Rev. 179, 1547, 1969.
14. E.D.Bloom, F.J.Gilman. Phys.Rev.Lett. 25, 1140, 1970.
15. M.Gourdin. Preprint TH. 1307, CERN, 1971.

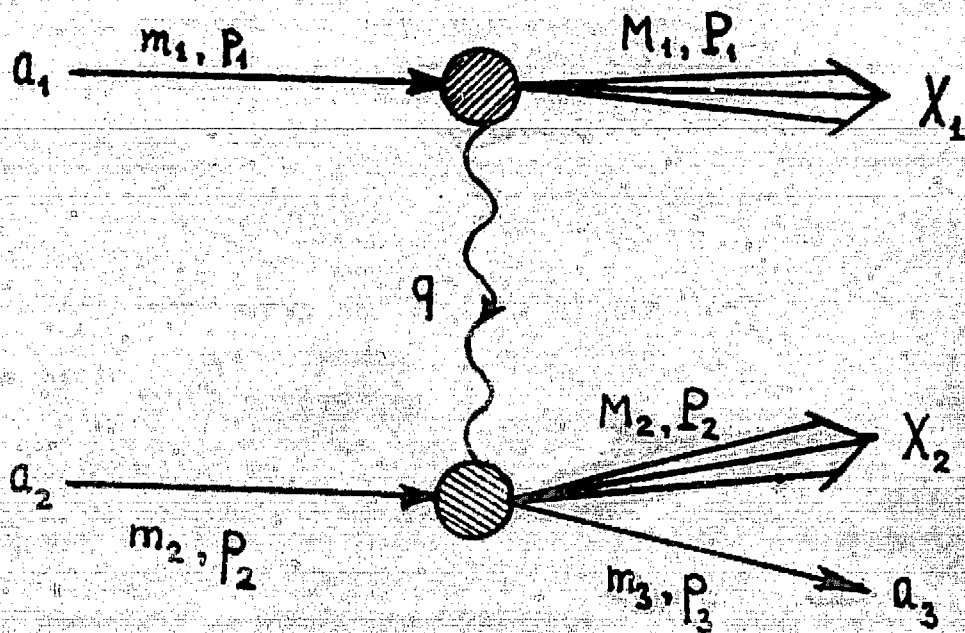


Рис. 1



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор К.О.Миракян

Заказ 1275

Т-07826

Тираж 300

Подписано к печати 7/VI-72г. 1,5 уч.-изд.л.Цена II к.

Ереванский физический институт, Брехая-36, Маржаряна 2