

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С323.5
К-658

P2 - 7462

У488/2-73

Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
И РОСТ
ПОЛНЫХ АДРОННЫХ СЕЧЕНИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7462

Б.З.Копелиович, Л.И.Лагидус

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
И РОСТ
ПОЛНЫХ АДРОННЫХ СЕЧЕНИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Summary

The electromagnetic and strong interaction interference is discussed in connection with increasing the p-p total cross section σ_{tot}^{pp} . It is shown that the part of the cross section due to photon-vector meson exchange interferences is increased as $\ln s$.

Section 1 of the paper describes a few purely electromagnetic reactions with raising cross sections. Their energy-dependent part contribution is much smaller than the experimentally observed increase.

Section 2 shows by means of complex angular momentum methods that there are the interference terms in the σ_{tot} which are increased with energy as $\ln s$. The masses of two particle showers are large enough, the chain of equalities (7) takes place. Here r_1 is the Regge pole, Im means the imaginary part of the forward scattering amplitude $\gamma\text{-}p\text{-}p$. From the Gribov reggeon calculus it follows that to $\gamma\text{-}r_1$ loop on the diagram corresponds singularity $\ln(j - \alpha_{r_1})$. So, two-particle unitarity in the t-channel gives expression (8) for partial amplitude. From Mellin transform (9) we have for the leading term at large s ex. (10) if $\alpha_{r_2} < \alpha_{r_1}$, or (11) if $\alpha_{r_2} > \alpha_{r_1}$. So, if r_2 is a pomeron, the interference contribution to σ_{tot} is increased as $\ln s$. A similar consideration in the one shower process (12) leads to asymptotically constant interference contribution. It is worth-while noting that non-decreasing interference mechanisms do not violate the Pomeranchuk theorem, and the relative value of the σ_{tot} increase does not depend upon the nature of scattering particles (see (14)).

In section 3 the detailed calculation of the Feynman diagram is fulfilled. If the ρ -meson is treated as an elementary particle the $\gamma\text{-}\rho$ exchanges interference contribution to the σ_{tot} is described by (27), where the t-momentum transfer squared, S_1, S_2 are shower masses squared, $t_m = \frac{s_1 s_2}{s}$. The reggesation of (27) is carried out under the following requirements:

1. if $t \rightarrow m_\rho^2$, the reggesation formula should turn into (27);
2. the particles are produced in multiperipheral chain;
3. the last particles in the two chains, which are connected with the exchanged ρ -meson, are π -mesons;
4. the Veneziano model for residue is chosen.

As a result we obtain expressions (28) and (29). After integration in the limits of (30) and (31), we obtain (34), where I is integral (35), which is equal ~ 2 . By adding the contributions from ω and φ -meson exchanges we find that in the energy interval IHEP-ISR interference adds to σ_{tot}^{pp} about 1 mb. So, this effect is remarkable.

1. ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ВОПРОСА

Экспериментальные данные о полных сечениях p-p взаимодействия, полученные недавно на встречных кольцах в ЦЕРНе /1,2/ в интервале энергий $460 \leq s \leq 2780 \text{ Гэв}^2$ вместе с ранее опубликованными результатами экспериментов с космическими лучами /3,4/ вплоть до $s \leq 60000 \text{ Гэв}^2$ свидетельствуют о наличии медленного увеличения полного сечения p-p взаимодействия /и сечений взаимодействия протонов с атомными ядрами/ в области высоких энергий. Это возрастание для p-p взаимодействия может быть описано формулой

$$\sigma_{tot} = [38,4 + 0,5 \ln^2(s/140)] \text{ мбн.} \quad /1/$$

Хотя экспериментальные данные допускают использование и других выражений, из /1/ видно, что наблюдаемый рост сечения с энергией далек от насыщения предела Фруассара-Мартена /5/, где следует ожидать /6/ перед $\ln(s/s_0)$ существенно большего коэффициента: $\approx \pi/m_\pi^2 \approx 60 \text{ мбн}$. О том же свидетельствуют данные о величине сечения упругого рассеяния.

Среди возможных причин, приводящих к наблюдаемому экспериментально росту сечений взаимодействия с энергией, необходимо отметить предсказание теории комплексных моментов. Согласно Грибову /7/ полные адронные сечения приближаются к своим асимптотическим

значениям снизу, что связано с вымиранием вклада перерасеяний. Однако работы Тер-Мартirosяна и сотрудников /8/ показывают, что одной этой причины недостаточно для объяснения наблюдаемого эффекта роста сечений $p-p$ взаимодействия, который на интервале значений $140 \leq s \leq 2780 \text{ Гэв}^2$ составляет $4 \pm 0,6 \text{ мбн}$.

В настоящей работе рассматривается вклад электромагнитных взаимодействий в полное сечение неупругого рассеяния адронов. Показано, что при высоких энергиях основной электромагнитный эффект связан с интерференцией механизмов обмена γ -квантом и векторными мезонами. Этот вклад пропорционален первой степени логарифма энергии.

Со времени работ Примакова /9/ и особенно Померанчука и Шмушкевича /10/, а также других авторов /11/ известно, что вклад электромагнитного взаимодействия /без учета интерференции с сильным/ в сечения ряда неупругих процессов, где возможен обмен фотоном, растет с энергией. Для бинарных процессов, в которых один из адронов, возбуждаясь, образует резонанс /масса M^* , спин S^* /, сечение растет с энергией пропорционально первой степени логарифма энергии

$$\sigma_{\text{tot}} \approx \frac{|2S^*+1|}{2S^*+1} \cdot 16 \pi \alpha G_E^2(0) \left(\frac{M^*}{M^{*2}-M^2} \right)^3 \Gamma_{M^* \rightarrow M\gamma} \ln \frac{P_L}{\sqrt{M^{*2}-M^2}} \quad /2/$$

Это происходит из-за того, что в силу равенства нулю массы фотона дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ однофотонного обмена сингулярно в области малых передаваемых импульсов, а значение минимального значения квадрата переданного 4-импульса t_m падает с ростом энергии s .

Как показано в работе Померанчука и Шмушкевича /10/ чисто электромагнитный вклад /без учета интерференции с сильным/ в полное сечение столкновения с образованием не резонанса, а одной струи частиц растет, как квадрат логарифма энергии. При учете независимости от энергии полного сечения $\gamma-p$ взаимодействия при

высоких энергиях асимптотически главный член в сечении образования одной струи имеет вид /10,12/

$$\sigma_{\text{tot}} \approx \frac{e^2}{2\pi^2} \sigma_T^{\text{yp}} \ln^2 \frac{s}{m^2} \quad /3/$$

где σ_T^{yp} - полное сечение поглощения поперечных фотонов. Появление дополнительной по сравнению с /2/ степени $\ln s$ связано с равенством спина фотона единице /12/.

На интерес к исследованию электромагнитного вклада в процессы с образованием одной струи частиц как при малых, так и при больших значениях t недавно было вновь обращено внимание в работах Берлада, Дара, Эйлама и Франклина /13/, Матиняна, Тер-Исаакяна, Хозе /14/, Лоу и Треймана /15/, Гурдена /16/, Артру и Иодха /17/.

Однофотонный обмен приводит также к процессу с образованием двух ливней частиц. Полное сечение, обязанное вкладу электромагнитного взаимодействия, растет при высоких энергиях, как квадрат логарифма энергии /12/

$$\sigma_{\text{tot}} \approx \frac{a(\sigma_T^{\text{yp}})^2}{(2\pi)^3} \ln^2 (s/m^2) \quad /4/$$

Здесь $a = 0,5 \text{ Гэв}/c^2$ - параметр, характеризующий зависимость σ_T^{yp} от квадрата массы фотона t :

$$\sigma_T^{\text{yp}}(t) = \frac{a}{a-t} \sigma_T^{\text{yp}}(0)$$

При учете более высоких по степени e^2 , растущих с энергией вкладов в σ_T^{yp} , возникают электромагнитные процессы, сечения которых растут быстрее второй степени логарифма, "разрешаемой" пределом Фруассара-Мартена для сечений чисто адронных взаимодействий.

Если сложить значения сечений, отмеченных выше, и добавить к ним вклад рождения лептонной пары адронами, вычисленный по неасимптотической формуле Рака /12/

$$\sigma_{\text{tot}}^{pp \rightarrow pp e \bar{e}} = \frac{\alpha}{27 \pi m_e^2} [28\ell^3 - 178\ell^2 + (7\pi^2 + 370)\ell - 348 -$$

$$-\frac{13\pi^2}{2} + 21 \cdot 1,202], \quad \ell = \ln(2p_1 p_2 / m_1 m_2), \quad /5/$$

то в интервале энергий частиц от ускорителей ИФВЭ-ISR рост сечения не превысит 0,4 мбн. Это показывает, что с вкладом чисто электромагнитного взаимодействия не связана основная часть наблюдавшегося роста сечения $p-p$ взаимодействия*.

Вопрос о вкладе электромагнитных взаимодействий в разность сечений π^+p и π^-p , K^+p и K^-p /и т.п./ взаимодействий рассматривали Франкфурт /12/, Горшков /20/, Горшков, Кураев, Липатов, Нестеров /21/, Липатов /22/, Патил, Раяраман /23/, Буднев, И.Ф. Гинзбург /24/, Липатов, Фролов /25/, Кондратюк, В.Б. Копелиович /26/, Было показано /12,22,26/, что доля интерференции в величине разности упомянутых сечений взаимодействия падает с ростом энергии. Тем не менее это не означает, что интерференционный вклад в полное сечение также уменьшается с энергией. Во втором разделе настоящей работы показано, что существуют интерференционные члены, не падающие и даже растущие с энергией. Для установления этого проведен анализ положения особенностей парциальных амплитуд t -канала в плоскости комплексного момента /в j -плоскости/, соответствующих различным диаграммам Фейнмана. Этот подход позволяет сравнительно просто выяснить энергетическую зависимость вклада этих диаграмм при высоких энергиях. Показано, что интерференция диаграмм с обменом одним фотоном и векторным мезоном в процессе периферического рож-

* В работе Франкфурта /12/ обсуждалась возможность того, что при суммировании определенного класса диаграмм электромагнитного рождения адронов возникает логарифмически растущий вклад в полное сечение, который имеет первый порядок по e^2 . Буднев и Гинзбург /19/ указали на то, что сечение излучения фотонов в неупругих процессах может асимптотически расти, как квадрат логарифма энергии, также в первом порядке по e^2 . Однако в настоящее время количественное рассмотрение этих процессов не проведено.

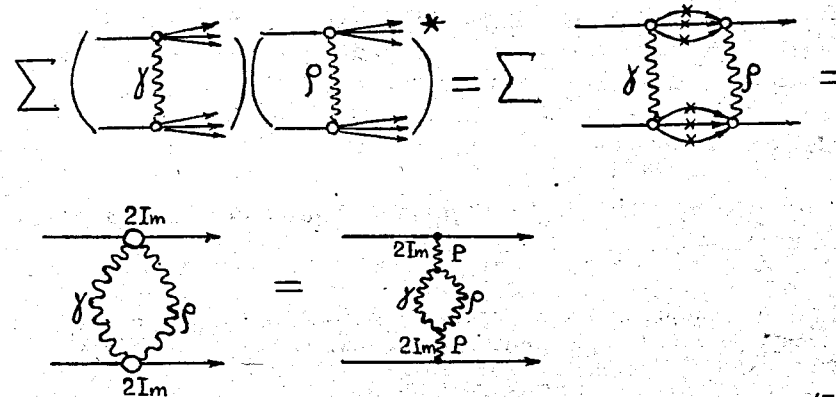
дения двух струй частиц приводит к логарифмическому возрастанию сечения. Относительная величина возрастания полного сечения должна быть одинакова для взаимодействия всех сортов частиц.

Непосредственный расчет диаграмм Фейнмана, позволяющий получить величину сечения, проведен в разделе 3. Найдено, что полное сечение $p-p$ взаимодействия, благодаря интерференции обменов γ -квантом и векторными мезонами в процессах с рождением двух струй частиц, увеличивается на интервале $140 \leq s \leq 2780 \text{ Гэв}^2$ на $\approx 1 \text{ мбн}$.

В разделе 4 обсуждаются полученные результаты и возможность их прямой экспериментальной проверки.

2. ВЫБОР АДРОННОГО МЕХАНИЗМА, ДАЮЩЕГО РАСТУЩИЙ ВКЛАД В ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ

Рассмотрим процесс с рождением двух ливней частиц. Пусть адронная амплитуда отвечает вкладу полюса Редже ρ_1 , а электромагнитная - обмену одним фотоном. В случае, когда эффективные массы ливней велики по сравнению с массами частиц, имеет место цепочка равенств, изображенных графически



/7/

Здесь проводится суммирование по состояниям и числу рожденных частиц, γ_{r_2} - полюс, дающий доминирующий вклад в асимптотике вклада в процесс $\gamma r \rightarrow r_1 p$, а Im означает мнимую часть амплитуды этого процесса вперед.

Определим положение крайне правых особенностей в j -плоскости парциальной амплитуды t -канала для последней диаграммы в /7/. Пользуясь правилами реджеонной диаграммной техники Грибова /27/, можно получить, что петле $\gamma - r_1$ на этой диаграмме при $t=0$ отвечает особенность $\ln[j - a_{r_1}(0)]$, где $a_{r_1}(t)$ - траектория полюса r_1 . Реджеону γ_{r_2} отвечает полюс $[j - a_{r_2}(0)]$ в амплитуде перехода $pp \rightarrow \gamma r_1$. Вклад диаграммы /7/ в двухчастичное условие унитарности в t -канале приводит к следующей особенности в парциальной амплитуде:

$$\phi_j \approx e^2 \frac{\ln[j - a_{r_1}(0)]}{[j - a_{r_2}(0)]^2} \quad /8/$$

Для нахождения энергетической зависимости амплитуды s -канала $T(s, t)$ осталось воспользоваться преобразованием Меллина-Лапласа

$$T_j(s, t) = \int \phi_j(t) (j + \frac{1}{2}) \eta_j s^j \frac{dj}{2\pi i}, \quad /9/$$

$$\text{где } \eta_j = -\frac{1 + \sigma e^{-i\pi j}}{\sin \pi j}.$$

В случае $a_{r_1}(0) > a_{r_2}(0)$ получаем главный в асимптотике член:

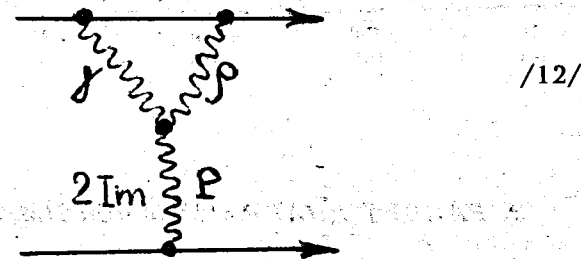
$$T_{a_{r_1} > a_{r_2}}(s, 0) \approx \frac{e^2}{[a_{r_1}(0) - a_{r_2}(0)]^2} \frac{s^{a_{r_1}(0)}}{\ln s} \quad /10/$$

Если же $a_{r_1}(0) < a_{r_2}(0)$,

$$T_{a_{r_1} < a_{r_2}}(s, 0) \approx e^2 \ln[a_{r_2}(0) - a_{r_1}(0)] \ln s \cdot s^{a_{r_2}(0)} \quad /11/$$

Из сравнения /10/ и /11/ вытекает важный результат. Энергетическую зависимость интерференционного члена определяет величина $a_{r_2}(0)$, т.е. следует рассматривать лишь те механизмы, где γ_{r_2} - полюс Померанчука, а r_1 может быть, например, векторным мезоном. Таким образом, интерференция механизмов, обусловленных однофотонным обменом и обменом векторным мезоном в процессе с рождением двух ливней частиц, дает логарифмически растущий вклад в полное сечение. С другой стороны, аналогичная электромагнитная поправка, связанная с обменом полюсом Померанчука ($a_{r_1}(0)=1$), падает обратно пропорционально логарифму энергии /12,20/.

Рассмотрим теперь процесс с рождением одной струи. Преобразования, аналогичные /7/, приводят к диаграмме, показанной в /12/.



Вклад этой диаграммы в парциальную амплитуду t -канала приводит к следующей особенности:

$$\phi_j \approx e^2 \frac{\ln[j - a_{r_1}(0)]}{[j - a_{r_2}(0)]} \quad /13/$$

Как и в предыдущем случае, наиболее благоприятной является ситуация, когда γ_{r_2} - померон, а r_1 - векторный мезон. При этом вклад интерференции в полное сечение асимптотически постоянен. В отличие от случая чисто электромагнитного вклада /12/, так как массы мезонов отличны от нуля, интегрирование по переданному импульсу не приведет к появлению дополнительного логарифма энергии, который мог быть потерян в проведенном анализе.

Заметим, что поскольку траектории векторных мезонов обладают отрицательной сигнатурой, рассмотренные выше не падающие с энергией вклады интерференции электромагнитного и сильного взаимодействий не меняют знак при замене одной из налетающих частиц античастицей, т.е. не могут имитировать нарушение теоремы Померанчука*.

Из диаграммы /7/ и свойства факторизации сечения процесса $u\bar{p} \rightarrow \bar{p}p$ вытекает еще одно интересное следствие. Относительное возрастание полного сечения с увеличением энергии за счет интерференции электромагнитного и сильного взаимодействий одинаково для всех частиц:

$$\frac{\Delta\sigma_{tot}^{pp}}{\sigma_{tot}^{pp}} = \frac{\Delta\sigma_{tot}^{np}}{\sigma_{tot}^{np}} = \frac{\Delta\sigma_{tot}^{Kp}}{\sigma_{tot}^{Kp}} = \frac{\Delta\sigma_{tot}^{\pi\pi}}{\sigma_{tot}^{\pi\pi}} = \dots \quad /14/$$

3. РАСЧЕТ ДИАГРАММЫ ФЕЙНМАНА

Произведем преобразования, соответствующие изображенному графически в /7/. Для начала будем считать векторный мезон не реджеоном, а частицей и для конкретности начнем с ρ -мезона. Тождественность протонов учтем позже.

Адронная амплитуда рождения двух ливней с количеством частиц n_1 и n_2 в каждом из них имеет вид

$$T_{n_1 n_2}^{\rho}(s, s_1, s_2, t) = \frac{g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_\rho^2}}{t - m_\rho^2} T_\mu^{\rho p}(s_1, t, n_1) T_\nu^{\rho p}(s_2, t, n_2), \quad /15/$$

*Для процессов с образованием одной струи на это было обращено внимание в работе Кондратюка и В.Б.Копелиовича /26/.

где s_1 и s_2 - квадраты эффективных масс ливней, q_μ - переданный 4-импульс ($q^2 = t$), $T_\mu^{\rho p}(s_1, t, n_1)$ - амплитуда процесса $\rho p \rightarrow n_1(s_1)$.

Амплитуда обмена γ -квантом для того же процесса дается выражением

$$T_{n_1 n_2}^{\gamma}(s, s_1, s_2, t) = \frac{g_{\lambda\sigma}}{t} T_\lambda^{\gamma p}(s_1, t, n_1) T_\sigma^{\gamma p}(s_2, t, n_2), \quad /16/$$

где $T_\lambda^{\gamma p}(s_1, t, n_1)$ - амплитуда процесса $\gamma p \rightarrow n_1(s_1)$.

Вклад ρ - γ интерференции в выражение для дифференциального сечения можно представить в виде

$$d\sigma^{int} = 2\text{Re} \left\{ \frac{(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_\rho^2}) g_{\lambda\sigma}}{t(t - m_\rho^2)} \left[\sum_{Spin} T_\lambda^{\gamma p}(s_1, t, n_1) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times T_\mu^{\rho p*}(s_1, t, n_1) \right] \left[\sum_{Spin} T_\sigma^{\gamma p}(s_2, t, n_2) T_\mu^{\rho p*}(s_2, t, n_2) \right] \right\} d\tau_{n_1+n_2}. \quad /17/$$

Но

$$d\tau_{n_1+n_2} = (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \frac{dP_1}{2E_1 (2\pi)^3} \dots \frac{dP_{n_1+n_2}}{2E_{n_1+n_2} (2\pi)^3} = \\ = d\tau_{n_1} d\tau_{n_2} d\tau_2 \frac{ds_1}{2\pi} \frac{ds_2}{2\pi}, \quad /18/$$

а

$$d\tau_2 = \frac{p_{12} d\cos\theta}{8\pi\sqrt{s}} \approx \frac{dt}{8\pi s}. \quad /19/$$

Кроме того, из унитарности и T -инвариантности S -матрицы следует, что

$$\sum_{\text{Spin}} T_{\lambda}^{\gamma\rho} (s_1, t, n_1) T_{\mu}^{\rho\rho*} (s_1, t, n_1) d\tau_{n_1} = 2 \text{Im} T_{\lambda\mu}^{\gamma\rho\rho} (s_1, t_1, t) \Big|_{t_1=0} \quad /20/$$

Здесь $T_{\lambda\mu}^{\gamma\rho\rho} (s_1, t_1, t) \Big|_{t_1=0}$ - амплитуда фоторождения

ρ -мезона вперед с "массами" ρ и γ , равными \sqrt{t} .
Учитывая /18/-/20/, запишем /17/ в виде:

$$\frac{d\sigma^{\text{int}}}{dt ds_1 ds_2} = \frac{1}{(2\pi)^3 s^2} \frac{(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_\rho^2}) g_{\lambda\sigma}}{(t - m_\rho^2)t} \times \quad /21/$$

$$\times \text{Im} T_{\lambda\mu}^{\gamma\rho\rho} (s_1, t_1, t) \Big|_{t_1=0} \text{Im} T_{\sigma\nu}^{\gamma\rho\rho} (s_2, t_2, t) \Big|_{t_2=0}$$

Амплитуду фоторождения ρ -мезона можно представить в следующем виде:

$$T_{\mu\lambda}^{\gamma\rho\rho} (s_1, t_1, t) \Big|_{t_1=0} = F(s_1, t) \left(g_{\mu\lambda} - \frac{q_\mu q_\lambda}{q^2} \right) + \frac{1}{m^2} G(s_1, t) d_{1\mu} d_{1\lambda} \quad /22/$$

Здесь введены обозначения: $d_{1\mu} = p_{1\mu} - \frac{(p_1 q)}{q^2} q_\mu$,

$F(s_1, t)$ и $G(s_1, t)$ - некие структурные функции. Предполагая, в соответствии с экспериментальными данными, малыми сечение поглощения продольных γ -квантов и отношение реальной к мнимой части амплитуды фоторождения ρ -мезонов вперед, можно выразить F и G через сечение рождения ρ -мезонов поперечными γ -квантами на протонах:

$$\text{Im} F(s_1, t) \cong 4s_1 \left[\pi \frac{\sigma^{\gamma\rho\rho} (s_1, t_2, t)}{dt_1} \Big|_{t_1=0} \right]^{1/2}, \quad /23/$$

$$G(s_1, t) \cong - \frac{F(s_1, t)}{1 - \frac{\nu^2}{t}} \quad /24/$$

Здесь $\nu_{1,2} = \frac{(p_{1,2} q)}{q^2}$, $p_{1,2}$ - 4-импульсы налетающих

протонов, t_1 - квадрат переданного 4-импульса в реакции $\gamma\rho \rightarrow \rho\rho$, а t - квадрат масс ρ и γ .

Предполагая векторную доминантность и слабую зависимость амплитуды ρ - ρ рассеяния от массы векторного мезона, имеем

$$\frac{d\sigma^{\gamma\rho\rho} (s_1, t, p)}{dt_1} \Big|_{t_1=0} = \left(\frac{m^2}{m_\rho^2 - t} \right)^2 \frac{d\sigma^{\gamma\rho\rho} (s_1, t_1, 0)}{dt_1} \Big|_{t_1=0} \quad /25/$$

Нас будет интересовать область $s, s_1, s_2 \gg m^2$. Поэтому $d\sigma^{\gamma\rho\rho} (s_1, t_1) / dt_1 \Big|_{t_1=0}$ можно считать не зависящим от s_1 , и из /23/-/25/ получим

$$\text{Im} T_{\mu\lambda}^{\gamma\rho\rho} (s_1, t_1, t) \Big|_{t_1=0} = \frac{4s_1 m^2}{(m^2 - t)} \left(\pi \frac{d\sigma^{\gamma\rho\rho}}{dt_1} \Big|_{t_1=0} \right)^{1/2} \times \left(g_{\mu\lambda} - \frac{q_\mu q_\lambda}{q^2} - \frac{\hat{d}_{1\mu} \hat{d}_{1\lambda}}{m^2} \right), \quad /26/$$

где $d_{1\mu} = d_{1\mu} / d_1$, а $d_1 = (1 - \frac{\nu^2}{t})^{1/2}$.

Подставляя полученные результаты в /21/, получаем

$$\frac{d\sigma^{\text{int}}}{dt ds_1 ds_2} = \frac{8}{\pi^2 s} \frac{t m^4}{t(t - m_\rho^2)^3} \frac{d\sigma^{\gamma\rho\rho}}{dt_1} \Big|_{t_1=0} \left[1 + \left(1 + \frac{2t}{t_m} \right)^2 \right]. \quad /27/$$

Здесь $-t_m = s_1 s_2 / s$ - минимальное значение $-t$ для процессов с двумя струями частиц.

Произведем реджезацию формулы /27/. Результат должен удовлетворять следующим требованиям.

1. При $t \rightarrow m_\rho^2$ реджезованная формула должна переходить в /27/.

2. Можно убедиться, что максимальная степень s в слагаемых, содержащих F , равна $a_\rho(t) - 1$. Лидирующий коэффициент s^ρ должен быть только перед произведением $G(s_1) G(s_2)$.

3. Будем считать, что частицы рождаются в мультипериферическом режиме, т.е. s должно входить в комбинации $(\frac{s\mu^4}{s_0 s_1 s_2})^\rho$, где μ - масса самых медленных

/в с.ц.м./ рожденных частиц или сгустков частиц, которые обмениваются ρ -мезоном; s_0 - масштабный множитель.

Для нахождения зависимости реальной части вычета от t воспользуемся моделью Венециано. При этом получим также, что $s_0^{-1} = a'_s$, где a'_s - наклон траектории полюса, обмен которым возможен в s -канале. Эта величина, как и значение μ , зависит от сорта "крайних" в ливнях частиц. Считая крайними частицами пионы, можем положить

$$a'_s = a'_\rho$$

Перечисленные условия определяют вид реджезованной формулы:

$$\frac{d\sigma^{int}}{dt ds_1 ds_2} = \frac{16}{\pi^2 s} \frac{d\sigma^{\gamma p \rightarrow \rho p}}{dt_1} \Big|_{t_1=0} a'_\rho \Gamma[1 - a_\rho(t)] \exp[1 - a_\rho(t)] \times$$

$$\times \left(\frac{-t_m}{\mu^4 a'_\rho}\right)^{1 - a_\rho(t)} \left(\frac{t_m}{t} + 2\frac{t}{t_m} + 2\right) \frac{m_\rho^4}{(m_\rho^2 - t)^2} \quad /28/$$

Поскольку s_1 и s_2 входят в /28/ в виде произведения, можно, выполнив одно интегрирование, получить

$$\frac{d\sigma^{int}}{dt_m dt} = \frac{8a'_\rho}{\pi^2} \frac{d\sigma^{\gamma p \rightarrow \rho p}}{dt_1} \Big|_{t_1=0} \exp\{[1 - a_\rho(t)] [1 - \ln|\frac{t_m}{a'_\rho \mu^4}|\]\} \times$$

$$\left(\frac{t_m}{t} + 2\frac{t}{t_m} + 2\right) \ln\left|\frac{st_m}{4M^4}\right| \left(1 - \frac{t}{m_\rho^2}\right)^{-2} \quad /29/$$

Здесь $M^2 \gg m^2$ - нижний предел интегрирования по s_1 и s_2 . Для дальнейшего более точное значение M несущественно.

Определим пределы интегрирования в /29/. Так как частицы рождаются мультипериферически, можно записать, что

$$-t_m < -t < \frac{s\mu^4}{s_1 s_2} = \frac{\mu^4}{t_m} \quad /30/$$

Из /30/

$$\frac{\mu^4}{s} < -t_m < \mu^2 \quad /31/$$

Таким образом,

$$\Delta\sigma_{tot} = \frac{8a'_\rho}{\pi^2} \frac{d\sigma^{\gamma p \rightarrow \rho p}}{dt_1} \Big|_{t_1=0} \int_{-M^4/s}^{-\mu^2} \ln\left|\frac{st_m}{4M^4}\right| dt_m \int_{t_m}^{\mu^4/t_m} \Gamma[1 - a_\rho(t)] \times$$

$$\times \exp\{[1 - a_\rho(t)] [1 + \ln|\frac{t_m}{a'_\rho \mu^4}|\]\} \left(\frac{t_m}{t} + 2\frac{t}{t_m} + 2\right) \frac{dt}{(1 - \frac{t}{m_\rho^2})^2} \quad /32/$$

Воспользуемся для гамма-функции формулой Стирлинга и введем новые переменные $x = -t_m/\mu^2$ и $y = -t/\mu^2$.

Тогда

$$\Delta\sigma_{tot} = 8\pi^{-3/2} (2a'_\rho m_\rho^2)^{1/2} \frac{m_\rho^2}{m_\rho} \frac{d\sigma^{\gamma p \rightarrow \rho p}}{dt} \Big|_{t_1=0} \int \dots \times$$

$$\times \ln \frac{s \mu^2 x}{4M^4} dx \int_x^{1/x} \left[\frac{x}{\delta} (1 + \delta y) \right]^{a' \rho m^2 (1 + \delta y)} \left(\frac{x}{y} + 2 \frac{y}{x} + 2 \right) \frac{dy}{(1 + \delta y)^{5/2}}.$$

/33/

Здесь введено $\delta = \mu^2 / m^2$.
Заметим, что $a' \rho m^2 \approx 1/2$. Поскольку интеграл по x сходится на нижнем пределе и $s \gg M^4 / \mu^2$, нижний предел интегрирования по x можно положить равным нулю. Нетрудно видеть, что если под интегралом записать

$$\ln \frac{s \mu^2 x}{4M^4} = \ln \frac{s}{m^2} + \ln \frac{x \mu^2 m^2}{4M^4},$$

второй член не приводит к растущему с энергией вкладу в сечение.

Таким образом, в асимптотике имеем

$$\Delta \sigma_{\text{tot}} = \text{const} + 2 \frac{8m^2}{\pi^{3/2}} \frac{d\sigma^{\gamma p \rightarrow \rho p}}{dt} \Big|_{t=0} \ln \frac{s}{m^2}, \quad /34/$$

где дополнительный множитель 2 учитывает тождественность сталкивающихся протонов /в пренебрежении вкладом интерференции $T^\gamma(t, u)$ с $T^\rho(u, t)$ /.

Заменяя в двойном интеграле I

$$I = \delta^2 \int_0^1 dx \int_x^{1/x} \left[\frac{x}{\delta} (1 + \delta y) \right]^{\frac{1}{2}(1 + \delta y)} \left(\frac{x}{y} + 2 \frac{y}{x} + 2 \right) \frac{dy}{(1 + \delta y)^{5/2}}$$

/35/

переменные интегрирования на $u = x/\delta$ и $v = \delta y$, получим

$$I = \int_0^{1/\delta} du \int_{\delta^2 u}^{1/u} [u(1+v)]^{\frac{1}{2}(1+v)} \left(2 \frac{v}{u} + \delta^4 \frac{u}{v} + 2\delta^2 \right) \frac{dv}{(1+v)^{5/2}}.$$

/36/

Ясно, что в этом интеграле существенны малые u и $v \approx 1/u$. Поэтому в выражении в круглых скобках важен лишь первый член и величина I нечувствительна

к выбору значения δ . Численное интегрирование на ЭВМ привело к значению

$$I = 2,14 \quad \text{при} \quad \delta = m^2 / \pi^2 m^2 = 0,04,$$

$$I = 1,96 \quad \text{при} \quad \delta = 1.$$

Добавив к /34/ вклады ω - и ϕ - мезонов, получим окончательно:

$$\Delta \sigma_{\text{tot}} = \text{const} + \frac{32}{\pi^{3/2}} \sum_{\rho, \omega, \phi} \frac{d\sigma^{\gamma p \rightarrow V p}}{dt} \Big|_{t=0} m^2 \ln \frac{s}{m^2} =$$

$$= \text{const} + \frac{32m^2}{\pi^{3/2}} \frac{d\sigma^{\gamma p \rightarrow \rho p}}{dt} \left(1 + \frac{f_\rho^2}{f_\omega^2} + \frac{f_\rho^2}{f_\phi^2} \right) \ln \frac{s}{m^2},$$

/37/

где f_V - константа связи $V - \gamma$.

Подставив численные значения коэффициентов, констант связи f_V /28/ и сечения процесса $\gamma p \rightarrow \rho p$ /29/, получим

$$\Delta \sigma_{\text{tot}} = \text{const} + 0,38 \text{ мбн} \cdot \ln \frac{s}{m^2}.$$

На интервале энергий $140 \leq s \leq 2780 \text{ Гэв}^2$ этот вклад возрастает примерно на 1 мбн.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что интерференция электромагнитного и сильного взаимодействия приводит при высоких энергиях, помимо падающих с ростом энергии и не зависящего от энергии слагаемых, также к поправке к полному адронному сечению взаимодействия, которая растет с энергией, как логарифм энергии. Для установления этого оказалось достаточным того факта, что сечение фоторождения векторных мезонов вперед асимптотически не зависит от энергии.

При вычислении величины поправки к полному сечению, однако, возникла необходимость воспользоваться определенными моделями неупругих сильных взаимодействий. По этой причине полученный результат следует воспринимать как оценку. Поэтому мы не обсуждаем здесь возможное влияние относительной кулоновской фазы, эффекты поглощения, учет разрезов и т.п. Из проведенного рассмотрения следует, что на интервале энергий частиц от ускорителей ИФВЭ-NAI-ISR рассмотренный интерференционный вклад дает заметную /а может быть, и основную/ часть наблюдаемого роста сечения *

В последнем случае возрастание сечения должно быть логарифмическим, что может быть выяснено при дальнейшем уменьшении экспериментальных ошибок. Кроме того, должно выполняться соотношение /14/, в соответствии с которым относительный прирост сечения не зависит от сорта взаимодействующих частиц. Это соотношение удобно для сравнения с экспериментальными данными, так как оно характерно для обсуждаемого механизма. Излучение фотонов в неупругих реакциях приводит к абсолютному возрастанию сечения, одинаковому для всех сортов частиц.

Заметим, что в следующих порядках по e^2 имеются чисто электромагнитные и интерференционные вклады, которые содержат более высокие степени логарифма энергии, превышающие предел Фруассара-Мартена. Следует подчеркнуть, что это не связано с равенством нулю массы фотона. Действительно, из /11/, например, видно, что взаимодействие происходит в тех же пар-

* В рамках достигнутой пока точности данных с ISR и результатов экспериментов с космическими лучами представление имеющихся экспериментальных данных формулой /1/ со второй степенью логарифма неоднозначно. Как показано рядом авторов /30/, тем же данным хорошо соответствуют и другие экстраполяционные формулы, некоторые из которых включают логарифм энергии в первой степени.

циальных волнах, что и в адронных процессах с обменом полюсом Померанчука. Нарушение теоремы Фруассара происходит из-за того, что в определенном порядке по e^2 не выполняется условие унитарности. В результате парциальные амплитуды растут, как степени $\ln s$, и нарушают унитарный предел. Таким образом, утверждение об энергетическом росте электромагнитных поправок к полному сечению справедливо при $e^2 \ln s \ll 1$.

Отметим также, что с ростом энергии может стать существенным экранирование атомными электронами или влияние конечных размеров сталкивающихся пучков. При этом, однако, рост сечения может не прекратиться. Станет постоянным только вклад в сечение, обусловленный равенством нулю массы фотона. Так, сечение электромагнитного рождения резонансов из-за экранирования станет не зависящим от энергии /10/. В то же время рост сечения рождения одной струи частиц уменьшится только на одну степень логарифма. Зависимость от s электромагнитного и интерференционного вкладов в рождение двух струй частиц не изменится.

При анализе экспериментальных данных /1,2/, приведшем к заключению о растущих сечениях взаимодействия, было сделано общепринятое предположение о том, что зависящие от спинов частиц амплитуды р-р рассеяния не могут изменить основного результата экспериментов. Как отмечалось ранее /31/, в целях осуществления прямой проверки предположения о малости вклада зависящих от спинов амплитуд в измеренное дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных частиц, представляет интерес изучение поляризационных эффектов в р-р рассеянии при высоких энергиях и малых углах рассеяния. Это особенно интересно в связи с выдвинутым Буюком, Заславским, Огиевецким и Филипповым /32/ предположением о спиновой зависимости адронной части амплитуды упругого р-р рассеяния, связанной с обменом траекторией X-мезона, если спин и четность его равны 2^- . Обмен X-мезонным полюсом Редже, не приводя к вкладам в полные сечения рассеяния бесспиновых мезонов нуклонами, для нуклон-нуклон-

ного рассеяния обуславливает заметные спин-спиновые эффекты, которые особенно велики, если $\alpha_x(0) \approx 1$. Если аналогично тому, как это сделано в настоящей работе для полюса Померанчука, учесть $\rho - \gamma$ интерференцию для X -мезонного полюса, это приведет к возникновению пропорционального логарифму энергии вклада в спин-спиновую амплитуду $p-p$ и $n-p$ рассеяния.

Рассмотренные эффекты интерференции сильных и электромагнитных взаимодействий при высоких энергиях весьма общи. Мы надеемся изучить влияние этой интерференции на процессы образования адронов при высоких энергиях.

Авторы благодарны С.С.Герштейну, Б.Л.Иоффе, М.М.Мусаханову, В.И.Огневецкому, А.В.Тарасову за стимулирующие обсуждения и полезные замечания, а И.К.Поташниковой за проведение расчетов на ЭВМ.

Литература

1. U.Amaldi, E.Biancastelli, C.Bosio, G.Matthiae, J.V.Allaby, W.Bartel, G.Cocchi, A.N.Diddens, R.W.Dobinson, A.M.Wetherell. *Phys.Letters*, **43B**, 231 (1973).
2. S.R.Amendolia, G.Bellitini, P.L.Braccini, C.Bradaschia, R.Castaldi, V.Cavasinni, C.Cerri, T.Del Prete, L.Foa, P.Giromini, P.Laurelli, A.Menzione, L.Risteri, G.Sanguinetti, M.Valadata, G.Finocchiaro, P.Grannis, D.Green, R.Mustard, R.Thun. *Phys.Letters*, **44B**, 119 (1973).
3. G.B.Yodh, Yash Pal, J.S.Trefil. *Phys.Rev.Lett.*, **28**, 1005 (1972).
4. Н.Л.Григорьев, В.Е.Нестеров, И.Д.Рапопорт, И.А.Савенко, Г.А.Скуридин. *ЯФ*, **11**, 814 /1970/.
5. M.Froissart. *Phys.Rev.*, **123**, 1053 (1961); A.Martin. *Nuovo Cimento*, **42**, 930 (1966).
6. L.Lucaszuk, A.Martin. *Nuovo Cimento*, **52A**, 122 (1967).
7. В.Н.Грибов, А.А.Миздал. *ЯФ*, **1002**, 1213 /1968/.
8. K.G.Boreskov, A.M.Lapidus, S.I.Sukhorukov, K.A.Ter-Martirosian. *Nucl.Phys.*, **B40**, 307 (1972); А.И.Лендьял, К.А.Тер-Мартirosян. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 70 /1970/.
9. H.Primakoff. *Phys.Rev.*, **81**, 899 (1951).
10. И.Я.Померанчук, И.М.Шмушкевич. *Nucl.Phys.*, **23**, 452 (1961).

См.: И.Я.Померанчук. *Собрание научных трудов. М.*, 1972, том III, стр. 116.

11. W.Glaser, R.A.Ferrell. *Phys.Rev.*, **121**, 886 (1961); M.A.Beg, P.C.DeCelles, R.B.Marr. *Phys.Rev.*, **124**, 622 (1961); C.Chiuderi, G.Morpurgo. *Nuovo Cimento*, **19**, 497 (1961); C.M.Andersen, A.Halprin, H.Primakoff. *Phys.Rev.Lett.*, **9**, 512 (1962); J.Dreitlein; H.Primakoff. *Phys.Rev.*, **125**, 1671 (1962); G.Morpurgo. *Phys.Rev.*, **131**, 8205 (1963); *Nuovo Cim.*, **31**, 569 (1964); S.M.Berman, S.D.Drell. *Phys.Rev.*, **133**, B791 (1964); A.Halprin, C.M.Andersen, H.Primakoff. *Phys.Rev.*, **152**, 1295 (1966); L.Stodolsky. *Phys.Rev.Lett.*, **26**, 404 (1971); G.Fäldt, D.Julius, H.Pilkahn, A.Mullensiefen. *Nucl.Phys.*, **B41**, 125 (1972).
12. Л.Л.Франкфурт. *ЖЭТФ*, **61**, 45 /1971/; *ЯФ*, **14**, 203 /1971/.
13. G.Berled, A.Dar, G.Eilam, J.Franklin. *VI Rencontre de Moriond, Meribales Allues, France, 1971. High Energy Phenomenology*, ed. by J.Tran Thanh Van.; *Ann. of Phys.*, **75**, 461 (1973).
14. С.Г.Матинян, Н.Л.Тер-Исаакян, В.А.Хозе. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 110 /1972/. См. также С.Г.Матинян, Н.Л.Тер-Исаакян, В.А.Хозе, Ю.Г.Шахназарян. *ЯФ*, **16**, 793 /1972/.
15. F.E.Low, S.B.Treiman. *Phys.Rev.*, **D5**, 756 (1972).
16. M.Gourdin. *Nucl.Phys.*, **B32**, 415 (1971).
17. X.Artru, G.B.Yodh. *Coulomb Dissociation of Relativistic Nuclei, Center for Theor.Phys., University of Maryland, Report N 72-094, 1972.*
18. G.Racah. *Nuovo Cimento*, **14**, 93 (1937).
19. В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. *Письма в ЖЭТФ*, **18**, 133 /1973/.
20. В.Г.Горшков. *ЖЭТФ*, **56**, 597 /1969/.
21. В.Г.Горшков, Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, М.М.Нестеров. *ЖЭТФ*, **60**, 1211 /1971/.
22. Л.Н.Липатов. *Материалы четвертой зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий, Ленинград, 1969, стр. 93.*
23. S.H.Patil, R.Rajaraman. *Nucl.Phys.*, **B**, **26**, 258 (1971).
24. В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. *Письма в ЖЭТФ*, **13**, 519 /1971/.
25. Л.Н.Липатов, Г.В.Фролов. *Письма в ЖЭТФ*, **10**, 399 /1969/; *ЯФ*, **13**, 588 /1971/.
26. Л.А.Кондратюк, В.Б.Копелиович. *Письма в ЖЭТФ*, **16**, 201 /1972/.
27. В.Н.Грибов. *ЖЭТФ*, **53**, 654 /1967/.
28. M.Gourdin. *ORSAY*, TH 69/12.
29. W.G.Jones et al. *Phys.Rev.Lett.*, **21**, 586 (1968).
30. U.Amaldi. *ISR Results on Proton-Proton Elastic Scattering and Total Cross Sections. CERN, NP 73-5, 1973;* С.В.Голоскоков. *ОИЯИ, P2-7220, Дубна, 1973;* E.Leader, V.Moar. *Phys.Lett.*, **43B**, 505 (1973).

31. Б.З.Копелиович, Л.И.Липидус. ОИЯИ, P2-7234, Дубна, 1973.

32. A.Bujak, A.Filippov, V.Ogievetsky, A.Zaslavsky. JINR, E2-6847, Dubna, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 сентября 1973 года.

Копелиович Б.З., Липидус Л.И.

P2 - 7462

Электромагнитные взаимодействия и рост полных адронных сечений при высоких энергиях

В связи с проблемой возрастания сечения p - p взаимодействия на ISR рассматриваются эффекты интерференции электромагнитного и сильного взаимодействий. Показано, что интерференция обменов фотоном и векторным мезоном в процессе периферического рождения двух струй частиц приводит к возрастанию полного сечения пропорционально логарифму энергии. Относительная величина этого возрастания не зависит от сорта рассеиваемых частиц. Численные оценки показывают, что на интервале энергий $140 \leq s \leq 2780$ Гэв² рассмотренный эффект вызывает рост сечения на ~ 1 мбн.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1973

Kopeliovich B.Z., Lapidus L.I.

P2 - 7462

Electromagnetic Interactions and the Increase
of Total Hadron Cross Sections at High Energies

See the Summary on the reverse side of the title page.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973