

- [1] E. Kates. Nuovo Cim., 20, 20, 1961.
 [2] D. I. Almond. Nucl. Phys., B11, 277, 1969.
 [3] Л. И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 41, 1546, 1961. С. Б. Герасимов. ЯФ, 2, 598, 1965. S. B. Drell, A. C. Hearn. Phys. Rev. Lett., 16, 908, 1966.
 [4] G. Barton, E. D. White. Phys. Rev., 184, 1660, 1969.
 [5] D. I. Broadhurst. Nucl. Phys., B20, 603, 1970.
 [6] R. E. Prange. Phys. Rev., 110, 240, 1958.
 [7] Л. И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 37, 1714, 1959.
 [8] В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Релятивистская квантовая теория, «Наука», 1968, § 71.
 [9] В. М. Шехтер. ЯФ, 7, 1272, 1968.
 [10] Л. И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 41, 491, 1961.
 [11] Н. Н. Боголюбов, А. А. Логунов, И. Т. Тодоров. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, «Наука», 1969, стр. 282—288.
 [12] Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 33, 1531, 1957.
 [13] V. Singh. Phys. Rev. Lett., 19, 730, 1967.
 [14] Л. И. Лapidус. ЯФ, 7, 178, 1968.

NUCLEON COMPTON EFFECT AND SUM RULE FOR THE NUCLEON DIPOLE MOMENT

L. I. LAPIDUS, M. M. MUSAKHANOV

Provided the P and T invariances are violated, the nucleon may have an electric dipole moment. In this situation, a combination of the low-energy theorem with dispersion relations for the Compton effect results in a sum rule for the nucleon dipole moment.

О МНОЖЕСТВЕННОМ РОЖДЕНИИ π -МЕЗОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

А. М. АЛТУХОВ, И. Б. ХРИПЛОВИЧ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

(Поступила в редакцию 17 мая 1971 г.)

Получены оценки сечений процессов $e^+ + e^- \rightarrow 3\pi, 4\pi$, не противоречащие имеющимся экспериментальным данным для энергий $\sim 1,2$ Гэв и естественным образом объясняющие данные в интервале энергий 1,6—2 Гэв.

Недавно были выполнены эксперименты [1-3], показавшие, что в области энергий 1—2 Гэв сечение множественного рождения π -мезонов на встречных электрон-позитронных пучках существенно превышает сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ и сравнимо с точечным — сечением рождения пары мюонов.

Процессы множественного рождения адронов на встречных пучках обсуждались ранее с точки зрения партонной схемы [4] и в рамках статистической модели [5] (см. также [6]). Нам кажется, однако, что эти подходы едва ли применимы в области энергий 1—2 Гэв. Что же касается широко обсуждаемых в последнее время процессов рождения частиц в высших порядках по α [7, 8] (см. также [9]), сечение которых не падает с энергией, то их вклад заведомо мал при энергиях ниже 1,5 Гэв.

Между тем имеются обычные механизмы множественного рождения π -мезонов при аннигиляции пары e^+e^- , несомненно дающие заметный вклад в полное сечение рождения в обсуждаемой области энергий. Речь идет о реакциях $e^+ + e^- \rightarrow \rho + \pi; \omega + \pi, A_1 + \pi, \rho + \pi(700)$ с последующим распадом родившихся резонансов. (Рождение $\rho\pi, \omega\pi$ обсуждалось ранее в работе [10] в связи с возможной проверкой схем высших симметрий.) При оценке сечений мы воспользуемся моделью векторной доминантности, т. е. предположим, что виртуальный фотон переходит в конечное состояние через ρ -мезон во всех реакциях, кроме первой, которая идет через ω и ϕ . Впрочем, вкладом промежуточного ϕ -мезона можно пренебречь, так как константа связи $g_{\phi\rho\pi}$ мала, что следует из данных по распаду $\phi \rightarrow 3\pi$.

Матричный элемент перехода $\phi\rho\pi$, необходимый для расчета первых двух процессов, запишем в виде

$$M_{\phi\rho\pi} = i \frac{g_{\phi\rho\pi}}{m} \epsilon_{\mu\nu\lambda} \omega_\mu \rho_\nu k_\lambda q_\lambda, \quad (1)$$

где ω_μ и ρ_ν — векторы поляризации, k и q — импульсы соответственно ω и ρ -мезонов, m — масса ρ -мезона. Полные сечения этих процессов равны

$$\sigma_{\rho\pi} = \frac{\pi\alpha^2}{2s} \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{g_\omega} \right)^2 \frac{m^2}{s} \left(1 - \frac{m^2}{s} \right), \quad (2)$$

$$\sigma_{\omega\pi} = \frac{\pi\alpha^2}{6s} \left(\frac{g_{\phi\rho\pi}}{g_\rho} \right)^2 \frac{m^2}{s} \left(1 - \frac{m^2}{s} \right). \quad (3)$$

Здесь мы пренебрегли массой π -мезона, ширинами и разностью масс ω - и ρ -мезонов. Кроме того, в формуле (2) мы учли наличие трех зарядовых состояний в системе $\rho\pi$. Из экспериментов на встречных пучках [11-13] известно, что $g_\rho^2/4\pi \approx 2$, $g_\omega^2/4\pi \approx 14$. Константу $g_{\omega\rho\pi}$ можно оценить, используя предположение о ρ -доминантности в распадах $\omega \rightarrow 3\pi$ и $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ [14], что дает для $g_{\omega\rho\pi}/4\pi$ значения соответственно ~ 20 и ~ 10 . Будем использовать первое число, полученное в области инвариантных переменных, которая ближе к нашей.

Матричный элемент перехода $A_1\rho\pi$ представим в виде

$$M_{A_1\rho\pi} = \frac{g}{m} A_\mu \rho_\nu \{ (qk) \delta_{\mu\nu} - k_\mu q_\nu + \beta [(pk) \delta_{\mu\nu} - k_\mu p_\nu] \}, \quad (4)$$

где A_μ и ρ_ν — векторы поляризации, q и k — импульсы A_1 - и ρ -мезонов, p — импульс π -мезона. Все импульсы считаем входящими. Тогда полное сечение рождения $A_1\pi$ с учетом двух возможных зарядовых состояний равно

$$\sigma_{A_1\pi} = \frac{2\pi\alpha^2 |p|}{3s} \frac{1}{\sqrt{s}} \left(\frac{g}{g_\rho} \right)^2 \left(\frac{m^2}{m^2 - s} \right)^2 \frac{1}{m^2 s} \times \\ \times \left\{ [s + m_A^2 - m_\pi^2 + \beta(s - m_A^2 + m_\pi^2)]^2 + \frac{s}{2m_A^2} [2m_A^2 + \beta(s - m_A^2 - m_\pi^2)]^2 \right\}. \quad (5)$$

Величины g и β можно оценить, используя метод жестких π -мезонов [15, 16] и зная ширину A_1 -мезона, которую мы примем равной 130 Мэв . Тогда $g^2/4\pi \approx 1,3$, $\beta = 1,6$.

Для оценки сечения рождения π -мезонов с помощью этого механизма несколько ниже порога образования $A_1\pi$ можно по-прежнему пользоваться формулой (5), учитывая для вычисления $|p|$ брейт-вигнеровское распределение по массе A_1 -мезона.

Наконец, матричный элемент перехода $\rho\rho\pi$ выберем в виде

$$M_{\rho\rho\pi} = \frac{g_{\rho\rho\pi}}{m} [(kk_1) \delta_{\mu\nu} - k_{1\mu} k_\nu] \rho_\mu \rho_{1\nu}, \quad (6)$$

где ρ_μ и $\rho_{1\nu}$ — векторы поляризации, а k_ν и $k_{1\mu}$ — импульсы ρ -мезонов. Тогда полное сечение рождения реальных ρ - и ε -мезонов равно (в пренебрежении их разностью масс)

$$\sigma_{\rho\varepsilon} = \frac{\pi\alpha^2}{6s} \left(\frac{g_{\rho\rho\pi}}{g_\rho} \right)^2 \left(\frac{m^2}{m^2 - s} \right)^2 \frac{s}{m^2} \left(1 + \frac{2m^2}{s} \right) \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}. \quad (7)$$

Однако нас интересует прежде всего рождение π -мезонов с помощью указанного механизма ниже порога рождения реальных ρ и ε . Используя матричный элемент рождения ρ и 2π через виртуальный ε -мезон, получаем следующее приближенное выражение для полного сечения этого процесса в околпороговой области:

$$\sigma_{\rho 2\pi} = \frac{\pi\alpha^2}{2\sqrt{2}s} \left(\frac{g_{\rho\rho\pi}}{g_\rho} \right)^2 \frac{m_e \Gamma_e}{m^2} \left(\frac{m^2}{m^2 - s} \right)^2 \left(\frac{m^2}{s} \right)^{3/4} \times \\ \times a_-^2 a_+^{-1/2} \left[\left(\frac{m_e^2}{m^2} - \frac{1}{2} a_+ \right)^2 + \frac{m_e^2 \Gamma_e^2}{m^4} \frac{a_-}{a_+} \right]^{-1}, \quad (8)$$

где $a_\pm = [(\sqrt{s}/m) - 1]^2 \pm 4(m_\pi/m)^2$. Руководствуясь аналогией между амплитудами перехода (1) и (6) (одна из них — свертка двух напряженностей, а другая — свертка напряженности с дуальной величиной), примем, что $g_{\rho\rho\pi} \approx g_{\omega\rho\pi}$. Заметим, что предположение об универсальном взаи-

модействии ε -мезона со шпуром тензора энергии-импульса адронов приводит к существенно большему значению константы $g_{\rho\rho\pi}$. Примем также $m_e = 700 \text{ Мэв}$, $\Gamma_e = 400 \text{ Мэв}$.

Оценка, использующая формулы (2), (3), (5), (7), в области энергий $1,6-2 \text{ Гэв}$ дает в сумме сечение рождения π -мезонов, составляющее более половины от наблюдавшегося [2, 3]. Таким образом, объяснение данных экспериментов [2, 3] по порядку величины не вызывает затруднений. Хотя результаты, основанные на гипотезе векторной доминантности, в этой области энергий ненадежны, полученная нами оценка полного сечения едва ли является завышенной, так как имеется много каналов (в том числе и квазидвухчастичных), которые мы не учитывали.

Впрочем, в этой области энергий можно воспользоваться для оценок иными соображениями. Как было замечено В. Е. Балакиным, естественно ожидать, что средняя множественность π -мезонов, рождающихся на встречных пучках при энергии около 2 Гэв , будет такой же, как и при аннигиляции пары $p\bar{p}$ в покое. Аналогия основана на том, что аннигиляция $p\bar{p}$ в покое происходит в состояниях 0^- и 1^- , причем состояние 1^- дает большой вклад в этот процесс, а аннигиляция e^+e^- идет только через 1^- . С помощью этой аналогии можно оценить и полное сечение аннигиляции e^+e^- при энергии $\sim 2m_p$

$$\sigma_{e^+e^-} \sim \alpha^2 \left(\frac{m}{2m_p} \right)^2 \frac{v}{2c} \sigma_{p\bar{p}}. \quad (9)$$

Используя значение [17] $v\sigma_{p\bar{p}} = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3/\text{сек}$, получаем $\sigma_{e^+e^-} \sim 3 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ в согласии с экспериментом [2, 3].

Результаты вычисления полных сечений при энергиях [1] 1,18; 1,26; 1,34 Гэв представлены в таблице.

Энергия, Е, Гэв	Сечение реакций $\sigma \cdot 10^{32}$					
	$\sigma_{\rho\pi}$	$\sigma_{\omega\pi}$	$\sigma_{A_1\pi}$	$\sigma_{\rho 2\pi}$	σ	$\sigma_{\mu+\mu^-}$
1,18	0,7	1,6	0,4	0,2	2,9	6,2
1,26	0,6	1,4	1,0	0,3	3,3	5,5
1,34	0,5	1,2	1,4	0,4	3,5	4,8

Примечание. Здесь σ — вычисленное суммарное сечение рождения π -мезонов, $\sigma_{\mu+\mu^-}$ — сечение рождения пары $\mu+\mu^-$ приводится для сравнения. Заметим, что уже в этой области энергий средняя множественность π -мезонов близка к 4.

Оценки показывают, что в условиях эксперимента [1] при каждой энергии должно наблюдаться 2-3 неколлинеарных π -мезонных события. Приведем несколько замечаний о получении этих оценок. Эффективный телесный угол счетчиков в эксперименте [1] составлял $1/4$ от 4π , причем регистрировалась пара заряженных частиц с относительно небольшим углом расколлинearности. Так как матричный элемент процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ обколлинearности, то эффективность регистрации в нуль для коллинеарных π -мезонов, то эффективность регистрации первого процесса очень мала и его вкладом мы пренебрегаем. Угловое распределение π -мезонов во втором и третьем процессах для оценки считали изотропным. Тогда эффективность регистрации второго процесса, где рождаются две заряженные и две нейтральные частицы, составляет $1/4$, по отношению к двухчастичному процессу. Для третьих процессов, где в половине случаев рождаются четыре заряженные частицы, эффективность регистрации с учетом комбинаторики $1/4$. При оценке вклада четвертого процесса мы учли, что ρ -мезон рождается в нем с малым импульсом, так что средний угол расколлинearности π -мезонов от его распада примерно равен угловым размерам счетчиков и что в $2/3$ случаев здесь рождаются

четыре заряженных π -мезона. Поэтому процесс рождения $\rho 2\pi$ оказывается существенным для объяснения результатов эксперимента [1].

Если учесть, что часть зарегистрированных неколлинеарных событий соответствует, по-видимому, рождению неколлинеарных пар e^+e^- и $\mu^+\mu^-$, то наша оценка не противоречит экспериментальным данным. Однако расхождение оценок со средними экспериментальными точками большое. Сохранение этого расхождения при увеличении точности эксперимента указывало бы, по-видимому, на существование каких-то новых эффектов взаимодействия π -мезонов в этой области энергий.

Возможен еще один, довольно экзотический, механизм рождения неколлинеарных частиц. Речь идет о гипотетическом тяжелом лептоне, рождающемся на встречных пучках с точечным сечением и быстро распадающемся за счет слабых взаимодействий. Обычное предположение об универсальной структуре слабых взаимодействий приводит к следующему выражению для вероятности распада этого лептона на π -мезон и нейтрино:

$$\Gamma_{\lambda \rightarrow \pi \nu} = \frac{G^2 f_\pi^2 m_\lambda^3}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\lambda^2}\right)^2; \quad G = \frac{10^{-5}}{m_p^2}, \quad f_\pi = 0,95 m_\pi. \quad (10)$$

При $m_\lambda \sim 700$ Мэв эта вероятность на порядок превышает вероятность лептонного распада ($\Gamma_{\lambda \rightarrow e(\mu)\nu\nu} = G^2 m_\lambda^5 / 192 \pi^3$) и приводит к пробегу $\sim 0,5$ см. Для изучения такой возможности следовало бы несколько увеличить статистику и разрешение регистрирующей аппаратуры [1] по пересечению неколлинеарных треков. Заметим, что при учете доминирующей роли распада $\lambda \rightarrow \pi \nu$ эксперимент [18] не дает ограничения на m_λ .

После того как настоящая работа была окончена, нам стали известны статьи [19-21], посвященные тем же вопросам. Наши результаты несколько отличаются от результатов этих статей. В частности, мы получили существенно большую оценку сечения рождения четырех заряженных π -мезонов главным образом за счет процесса рождения $\rho 2\pi$. В работах [19, 20] этот процесс вообще не обсуждается, а в статье [21] принимается существенно меньшее значение константы $g_{\rho\rho\pi}$. Поскольку, однако, вклад конечного состояния $\rho 2\pi$ в аннигиляцию $p\bar{p}$ в покое велик, естественно ожидать, с нашей точки зрения, что этот канал существует и при аннигиляции e^+e^- .

Мы искренне благодарим В. Е. Балакина, А. И. Вайнштейна, А. П. Онучина, В. М. Шехтера и С. И. Эйдельмана за многочисленные ценные обсуждения.

Примечание при корректуре (от 20 августа 1971 г.). Недавно появились еще две статьи [22], в которых отмечается, что результаты эксперимента [18] не дают ограничения на массу тяжелого лептона. Нам стали известны также работа Матиняна и Шахназаряна [23], в которой вычислено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow A_1\pi$, и отправленная в печать (Nucl. Phys.) работа Далькарова, Мандельцвейга, Хозе, в которой множественное рождение π -мезонов обсуждается с точки зрения модели квазидерных резонансов.

Литература

- [1] В. Е. Балакин и др. Докл. на XV Междунар. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1970.
- [2] G. Barbiellini et al. Rep. at the XV-th Intern. Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1970.
- [3] B. Bartoli et al. Nuovo Cim., 70A, 615, 1970.
- [4] N. Cabibbo, G. Parisi, M. Testa. Lett. Nuovo Cim., 4, 35, 1970.
- [5] S. Ferrara, M. Grigo, A. Grillo. Lett. Nuovo Cim., 4, 1, 1970.
- [6] J. Bjorken, S. Brodsky. Phys. Rev., 1D, 1416, 1970.
- [7] В. Е. Балакин, В. М. Буднев, И. Ф. Грязбург. Письма ЖЭТФ, 11, 559, 1970.

- [8] S. Brodsky, T. Kinoshita, H. Terazawa. Phys. Rev. Lett., 25, 972, 1970.
- [9] А. М. Алтухов. ЯФ, 14, 391, 1971.
- [10] Shui Yin Lo. Phys. Rev., 148, 1431, 1966.
- [11] В. Л. Ауслендер и др. ЯФ, 9, 114, 1969.
- [12] J. Augustin et al. Phys. Lett., 28B, 508, 1969.
- [13] J. Bizot et al. Phys. Lett., 32B, 416, 1970.
- [14] Y. Yellin. Phys. Rev., 147, 1080, 1966.
- [15] H. Schnitzer, S. Weinberg. Phys. Rev., 164, 1828, 1967.
- [16] А. И. Вайнштейн. Диссертация, ИЯФ СО АН СССР, 1968.
- [17] Proc. Sympos. on nucleon-antinucleon interactions, Illinois, 1968, p. 79.
- [18] V. Alles-Borelli et al. Lett. Nuovo Cim., 4, 1156, 1970.
- [19] G. Kramer, J. Uretsky, T. Walsch. Phys. Rev., 3D, 719, 1971.
- [20] M. Vaughn, P. Polito. Lett. Nuovo Cim., 1, 74, 1971.
- [21] J. Layssac, F. Renard. Lett. Nuovo Cim., 1, 197, 1971.
- [22] А. К. Манн. Lett. Nuovo Cim., 1, 486, 1971. J. J. Sakurai, ibid., 1, 624, 1971.
- [23] С. Г. Матинян, Ю. Г. Шахназарян. Изв. АН АрмССР, 3, 366, 1968.

ON MULTIPLE PION PRODUCTION IN EXPERIMENTS WITH COLLIDING ELECTRON-POSITRON BEAMS

A. M. ALTUKHOV, I. B. KHRIPLOVICH

Estimates for the cross sections of the processes $e^+ + e^- \rightarrow 3\pi, 4\pi$ are obtained that do not contradict the available experimental data at the energy of ~ 1.2 GeV, and explain the data in the energy interval 1.6-2 GeV in a natural way.