

УДК 539.12.01

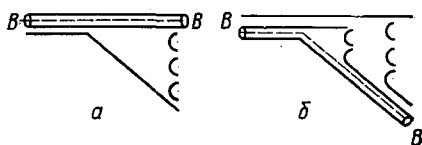
**ПРОЯВЛЕНИЕ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ АДРОНИЗАЦИИ В ПРОЦЕССЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ БАРИОНОВ И СВЯЗЬ ХАРАКТЕРИСТИК ЭТОГО ПРОЦЕССА С ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРОЙ АДРОНОВ**

Р. К. Дементьев, И. А. Коржавина, Е. М. Лейкин, Н. П. Новокшанов

1. **Введение.** Процессы дифракционной диссоциации барионов (антибарионов) могут служить хорошим инструментом для изучения механизмов адронизации и структурных свойств адронов. Поскольку все фрагменты исходного бариона (антибариона) остаются внутри возбужденного дифракционного кластера, анализ свойств частиц конечного состояния должен давать информацию о природе этих фрагментов и об основных чертах динамики превращения их в адроны. Удобнее всего сравнивать рождение адронов в процессах дифракции и  $e^+e^-$ -аннигиляции, так как  $e^+e^-$ -аннигиляция содержит непосредственную информацию о превращении исходной кварк-антикварковой пары в конечные адроны. Эта аналогия уже отмечалась в работе [1]. Было обнаружено подобие распределений по множественности для процессов дифракционной диссоциации антипротонов и рождения адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции, демонстрирующее универсальность адронизации. В настоящей работе рассматриваются возможные каналы дифракционной диссоциации, обусловленные структурными свойствами барионов. Изложенные в разделе 2 представления позволяют описать энергетическую зависимость среднего заряда бариона и множественности частиц в дифракционно-возбужденном кластере.

2. **Дифракционная диссоциация барионов.** В основе описания лежат следующие представления о динамике диссоциации барионов (антибарионов). На первом этапе процесса один из барионов, содержащий по предположению три валентных кварка и цветовой узел [2], за счет глюонного обмена между кварками сталкивающихся адронов переходит в возбужденную систему, оставаясь в синглетном по цвету состоянии. При этом один из конstituентов, получив значительную часть энергии, переданной адрону и, соответственно, импульс относительно других конstituентов, образует цветовую струну, разрыв которой сопровождается образованием кварк-антикварковых пар. Второй этап, обычно называемый адронизацией, представляет собой переход промежуточной системы кварков в адроны конечного состояния. Естественно предположить, что характер цветового разделения на первом этапе зависит от первоначального распределения энергии и импульса между конstituентами, которое задается структурной функцией кварка. В то же время процесс адронизации не связан со структурными ограничениями и в этом смысле является универсальным. Указания на универсальность механизма адронизации были получены в большом числе экспериментальных работ, где сопоставлялись адрон-адронные взаимодействия с лептон-адронными взаимодействиями и  $e^+e^-$ -аннигиляцией в адроны [3].

Рис. 1. Диаграммы дифракционной диссоциации бариона (антибариона), инициированной рассеянием глюона на конstituенте, не принадлежащем дикварку (а) и на одном из конstituентов дикварка (б). Дикварку соответствуют кварковые линии, соединенные кружком



Дифракционную диссоциацию как процесс фрагментации адронных конstituентов удобно иллюстрировать на языке дуальных кварковых диаграмм. На рис. 1 изображены две возможные реализации цветового разделения. Передача энергии кварку в одном случае (см. рис. 1, а) приводит к образованию струны с кварком и дикварком на концах, а в другом случае (см. рис. 1, б) — к образованию двух струн между кварком с цветовым узлом и двумя другими валентными кварками. Различные ме-

ханизмы цветового разделения обусловлены тем, что в первом случае глюон поглощается конститuentом, не принадлежащим дикварку, т. е. связанному состоянию двух валентных кварков и цветового узла [4]. При рассеянии же глюона на валентном кварке, принадлежащем дикварку, возможен развал дикварка на две системы — кварк с цветовым узлом и кварк. Разрыв цветовых струн сопровождается образованием цепочек кварк-антикварковых пар, превращающихся в результате адронизации в систему частиц конечного состояния. Эту систему частиц мы будем называть дифракционно возбужденным кластером и характеризовать его квадратом эффективной массы частиц  $M_x^2$ .

3. Некоторые характеристики дифракционного кластера. Если справедлива гипотеза универсальности адронизации, каждая цепочка в дифракционном кластере должна развиваться в полной аналогии с развитием кварк-антикварковой цепочки в процессе рождения адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции. Зависимость средней множественности заряженных частиц  $\langle n \rangle^{e^+e^-}$  от энергии будет характерна и для множественности заряженных частиц отдельных цепочек дифракционного кластера. В частности, сопоставляя экспериментальные данные о множественности дифракционного кластера  $\langle n \rangle^{\text{dif}}$  с данными  $e^+e^-$  (при соответствующих энергиях), можно попытаться сделать вывод о числе адронных цепочек в дифракционном кластере. При этом нужно учесть, что множественность заряженных частиц дифракционного кластера, образованного в результате диссоциации адрона, на единицу меньше множественности частиц в процессе рождения адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции, а именно:

$$\langle n(M_x^2) \rangle^{\text{dif}} = \langle n(S) \rangle^{e^+e^-} - 1. \quad (1)$$

Для  $\langle n \rangle^{e^+e^-}$  использовалась параметризация

$$\langle n(S) \rangle^{e^+e^-} = aS^b, \quad (2)$$

хорошо описывающая данные по  $e^+e^-$ -аннигиляции [5]. В табл. 1 представлены результаты описания экспериментальных данных по дифракционной диссоциации антипротонов в реакции  $p\bar{p} \rightarrow pX$  при 22,4 ГэВ [6] выражением (1). В пределах ошибок параметры  $a$  и  $b$  совпадают с соответствующими величинами из работы [5], что демонстрирует одноцепочный характер механизма адронизации дифракционно возбужденного кластера.

Для расчета средней множественности заряженных частиц дифракционного кластера в предположении двух цепочек необходимо ввести вероятность образования двух цепочек в конечном состоянии. Вероятность образования одной цепочки совпадает с вероятностью обнаружить среди конститuentов конечного бариона дикварк ( $uu$ ) или ( $ud$ ). Обозначим эту вероятность  $f_1$  и будем считать, что двумя цепочками исчерпываются все возможности диссоциации. Тогда вероятность двух цепочек  $f_2 = 1 - f_1$ . Для средней множественности заряженных частиц дифракционного кластера в этом случае имеем

$$\langle n(M_x^2) \rangle^{\text{dif}} = f_1 [\langle n(M_x^2) \rangle^{e^+e^-} - 1] + 2f_2 \left[ \left\langle n \left( \frac{M_x^2}{4} \right) \right\rangle - 1 \right]. \quad (3)$$

Следуя [4], запишем вероятность найти в конечном состоянии дикварк исходного бариона в виде

$$f_1(M_x^2) = \left[ 1 - \frac{(M_x^2 - 1)^v}{\Lambda} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Результаты описания энергетической зависимости  $\langle n(M_x^2) \rangle^{\text{dif}}$  соотношением (3) представлены в табл. 2.

Таблица 1

Результаты описания энергетической зависимости средней множественности заряженных частиц выражениями (1) и (2)

Параметры	$e^+e^-$ -аннигиляция в адроны (2)	Дифракционная диссоциация антипротонов (1)	$\chi^2/m = 1,5/6$
$a$	2,12	$2,04 \pm 0,10$	
$b$	0,256	$0,28 \pm 0,03$	

$m$  — число степеней свободы.

Таблица 2

Результаты описания энергетической зависимости средней множественности заряженных частиц выражением (3)

Параметры	Значения параметров	$\chi^2/m = 1,4/5$
$v$	4 (фиксировано)	
$\Lambda$	$2,00 \pm 0,07$	
$a$	$2,04 \pm 0,04$	
$b$	$0,18 \pm 0,05$	

Сравнение результатов, приведенных в табл. 1 и 2, показывает, что рассмотрение средней множественности не позволяет отдать предпочтение одно- или двухцепочечному механизму дифракционной диссоциации. Поскольку кварковый состав концов цепочек существенно влияет на знак бариона (антибариона) конечного состояния, можно попытаться для идентификации этих механизмов привлечь величину среднего заряда вторичного бариона (антибариона). Для расчета среднего заряда бариона предположим, что вероятность подхвата из моря  $u$ - и  $d$ -кварков равна  $q_u = q_d = q$ , а вероятность подхвата  $s$ -кварка  $q_s = \lambda q$ , где  $\lambda$  — фактор подавления; согласно работе [7],  $\lambda = 0,3$ . Пренебрегая вкладом более тяжелых кварков, для средне-

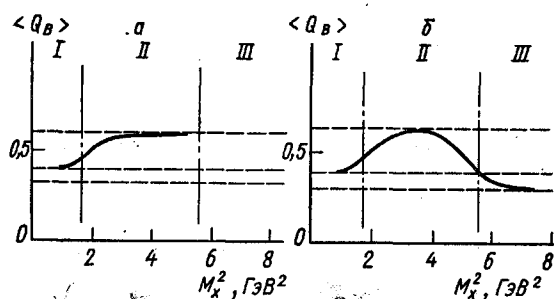


Рис. 2. Качественное поведение среднего заряда вторичного бариона в зависимости от энергии дифракционного возбуждения для неупругих дифракционных событий: в случае одной цепочки (а) и в случае, когда реализуются одно- и двухцепочечные механизмы (б). Область I соответствует одноцепочечному механизму, область III — двухцепочечному, область II — смене механизмов диссоциации. Горизонтальными пунктирными линиями обозначены пределы изменения заряда, зависящие от параметра  $\lambda$ .

го заряда бариона, состоящего либо из дикварка ( $uu$ ), ( $ud$ ), либо из кварка ( $u$ ), ( $d$ ) начального бариона и морских кварков, получим

$$\langle Q \rangle_{uu} = 1, \quad \langle Q \rangle_{ud} = 1/(2 + \lambda), \quad \langle Q \rangle_{u,d} = \frac{1}{3} \frac{7 + 4\lambda}{(2 + \lambda)^2}.$$

По аналогии с (4) вероятности образования бариона из соответствующих конститuentов будут иметь вид

$$f_{ud} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3 \left[ 1 + \frac{(M_x^2 - 1)^4}{2} \right]}; \quad f_{uu} = f_1 - f_{ud}, \quad f_{u,d} = 1 - f_1.$$

Для одноцепочечного механизма, когда  $f_2 = 0$  (рис. 2, а),

$$\langle Q_B \rangle = f_{ud} \langle Q \rangle_{ud} + f_{uu} \langle Q \rangle_{uu}.$$

В случае обоих механизмов (рис. 2, б)

$$\langle Q_B \rangle = f_1 [f_{uu} \langle Q \rangle_{uu} + f_{ud} \langle Q \rangle_{ud}] + f_{u,d} \langle Q \rangle_{u,d}.$$

Как видно из рис. 2, в отличие от поведения  $\langle n \rangle$  зависимость  $\langle Q_B \rangle$  от  $M_x^2$ , полученная из экспериментальных данных по дифракционной диссоциации барионов, может оказаться чувствительной к вкладу различных механизмов процесса.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Boos E. G. et al. Z. Phys. C, 1983, 17, p. 17. [2] Artru X., Mekhfi M. Preprint 79/18 Lab. de Phys. Theor. et Hautes Energies Univ. de Paris. [3] Basile M. et al. Nuovo Cim., 1981, 65A, N 3, p. 400; Basile M. et al. Ibid., 1984, 79A, N 1, p. 1; Boos E. G. et al. Z. Phys. C, 1982, 15, p. 287. [4] Close F. E., Roberts R. G. Z. Phys. C, 1981, 8, p. 57; Fredriksson S., Jädel M. Ibid., 1982, 14, p. 41; Fredriksson S., Jädel M., Larsson T. Ibid., 1983, 19, p. 53.

УДК 539.17

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В $\bar{p}p$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 32 ГэВ/с

Л. В. Бравина, П. Ф. Ермолов, Е. Е. Забродин, Н. А. Круглов, О. Ю. Лукина,  
В. С. Мурзин, А. С. Проскураков, Л. И. Сарычева, Л. Н. Смирнова

1. **Введение.** Исследования  $\bar{p}p$ -взаимодействий в области энергий Серпуховского ускорителя позволяют выделить и изучить одновременно целый ряд процессов, соответствующих разным механизмам взаимодействия. Процесс  $\bar{p}p$ -аннигиляции, сечение которого быстро падает с ростом энергии, при 32 ГэВ/с еще достаточно представлен. Его сечение имеет величину порядка 20% неупругого сечения. В полной мере происходит процесс дифракционного рождения частиц и уже в значительной степени осуществляются процессы множественного образования частиц в неаннигиляционных взаимодействиях.

В данной работе приведены экспериментальные результаты для этих основных классов взаимодействий, полученных на жидководородной пузырьковой камере «Мирабель» (Серпухов) для  $\sim 200$  тыс.  $\bar{p}p$ -взаимодействий.

2. **Дифракционное рождение частиц.** Дифракционное одновершинное взаимодействие сводится к сохранению одной из первичных частиц и образованию возбужденной системы массы  $M_X$  в другой вершине, которая распадается на несколько вторичных частиц. Характерной особенностью дифракционного рождения является преобладание малых масс  $M_X(d\sigma/dM_X^2 \sim M_X^{-2})$  и малый передаваемый импульс  $|t|$ .

Эти свойства дифракционного рождения используются для выделения дифракции и контроля правильности результатов.

Исследование было выполнено на 155 355 полностью измеренных неупругих событиях. Обычными критериями для отбора дифракционных событий являются большие значения доли импульса, уносимой одной из первичных частиц, что эквивалентно малой массе возбужденной системы  $M_X^2 < 0,2S$  ГэВ<sup>2</sup> (или фейнмановской переменной  $x > 0,8$ )\*, и большой разрыв по быстроте  $y$  между сохранившейся частицей и ближайшей частицей, возникшей при распаде возбужденной системы  $M_X: \Delta y > 2$ . На практике дело сводится к определению расстояния  $\Delta y$  до ближайшей заряженной частицы. Существуют и другие способы выделения дифракции [1, 2]. В данной работе для исследования дифракции протона использовался наиболее употребительный:  $x_p > 0,8$ ,  $\Delta y > 2$ . Это приводит к значению сечения  $\sigma_D = 2,55 \pm 0,02$  мб. Однако в результат необходимо ввести поправку.

Критерий  $\Delta y > 2$  в применении к событиям с множественностью  $n_{\pm} = 2$  работает недостаточно надежно, поскольку в этом случае весьма часто регистрируются лишь протон и антипротон. Тем самым создается опасность включения некоторого числа событий с возбуждением антипротонной вершины. Чтобы оценить вклад таких процес-

\*  $S$  — квадрат полной энергии в с.д.м.