

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, полученные на жидководородной пузырьковой камере «Мирабель» (Серпухов) для ~ 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 $M_X^2 < 0,2S$ ГэВ² (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 Δy 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.

сов, был построен спектр протонов для событий, удовлетворяющих перечисленным выше критериям (рис. 1, а). Этот спектр имеет характерный дифракционный пик при $|x_p| > 0,85$, связанный с дифракцией антипротона. Сечение дифракции антипротона, определенное при $|x_p| > 0,85$, составляет $\sigma_D^p = 124,9 \pm 5,4$ мкб. Как отмечалось выше, поправку следует отнести к $n_{\pm} = 2$. Результирующее значение сечения дифракционного возбуждения протона равно $\sigma_D^p = 2,42 \pm 0,02$ мб.

Полное сечение дифракции может быть получено путем удвоения сечения одновершинной дифракции и добавления сечения двойного дифракционного возбуждения: $\sigma_{DD} = \sigma_D^2 / 4\sigma_{el} = 0,18 \pm 0,01$ мб. Тогда полное

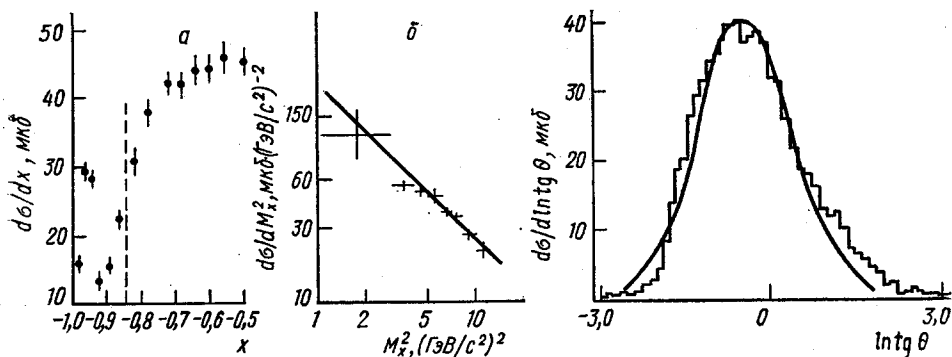


Рис. 1. Спектр протонов для отобранных событий ($x_p > 0,8$; $\Delta y > 2$) — а и распределение $d\sigma/dMx^2$ — б. Линия — $d\sigma/dMx^2 \sim Mx^{-2}$

Рис. 2. Угловое распределение продуктов распада дифракционного кластера. Кривая — результат моделирования изотропного распада кластера

сечение дифракции составляет $\sigma_{dif} = 2\sigma_D + \sigma_{DD} = 5,02 \pm 0,04$ мб, т. е. 13% сечения неупругого взаимодействия.

Топологические сечения в мб приведены ниже.

n_{\pm}	2	4	6	8
σ_D	$1,332 \pm 0,020$	$1,019 \pm 0,017$	$0,070 \pm 0,004$	$0,003 \pm 0,001$

Суммарное сечение $\Sigma\sigma_D = 2,424 \pm 0,023$.

В неупругом дифракционном рождении преобладает вклад малых множественностей. Множественность в дифракционных взаимодействиях $\langle n_{\pm} \rangle_D$ значительно меньше, чем средняя при данной энергии: $\langle n_{\pm} \rangle_D = 2,97 \pm 0,06$, $\langle n_{\pm} \rangle_{pp} = 5,00 \pm 0,02$ [3].

Для контроля правильности результатов были построены распределения по квадрату передаваемого 4-импульса $|t'| = |t - t_{min}|$ и квадрату недостающей массы к антипротону Mx^2 для отобранных дифракционных событий. Распределение имеет экспоненциальный характер $\exp(-B_D|t'|)$, где величина наклона $B_D = 8,18 \pm 0,10$ (ГэВ/с) $^{-2}$ в интервале $0,02 \leq |t'| \leq 0,2$ (ГэВ/с) 2 . Это значение сравнимо со значениями B_D в pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях в широком интервале энергий [1].

На рис. 1, б представлено распределение $d\sigma/dMx^2$ в двойном логарифмическом масштабе. В интервале масс $1 \leq Mx^2 \leq M_{max}^2$ (~ 12 (ГэВ/с) 2) наблюдается зависимость типа $d\sigma/dMx^2 \sim Mx^{-2}$. Если про-

суммировать сечения для $M_{\chi^2} < 2,5$ ($\text{ГэВ}/c^2$)² и сравнить результат с ожидаемым из экстраполяции вида $d\sigma/dM_{\chi^2} \approx M_{\chi^2}^{-2}$, то обнаруживается, что они совпадают.

На рис. 2 показано угловое распределение продуктов распада дифракционного кластера в шкале $\ln \text{tg} \theta$. Полученное распределение близко к изотропному, что подтверждается моделированием (сплошная линия на рис. 2). Распределение по форме близко к гауссовскому с дисперсией $D = 1,10 \pm 0,02$ (моделирование дает $D = 1,050 \pm 0,001$). Таким образом, лишь в редких случаях продукты распада системы разлетаются на расстояние $\Delta y > 2$ (шкалы y и $\ln \text{tg} \theta$ близки).

3. Антипротон-протонная аннигиляция. Наиболее надежным методом выделения событий с аннигиляцией барионного заряда является кинематический анализ. Эксклюзивные аннигиляционные реакции изучались при импульсах налетающего антипротона до 12 $\text{ГэВ}/c$. В данном эксперименте при 32 $\text{ГэВ}/c$ исследовались аннигиляционные реакции только с заряженными пионами и с заряженными и одним нейтральным пионами (каонами) в конечном состоянии.

Реакция	№	σ_A , мкб	Реакция	№	σ_A , мкб	Реакция	№	σ_A , мкб
$2\pi^+2\pi^-$	1	$1,7 \pm 0,8$	$2\pi^+2\pi^-\pi^0$	6	19 ± 4	$K^-K^02\pi^+\pi^-$ (+з. с.)	11	$2,3 \pm 1,6$
$3\pi^+3\pi^-$	2	$4,3 \pm 1,1$	$3\pi^+3\pi^-\pi^0$	7	72 ± 6	$K^-K^03\pi^+2\pi^-$ (+з. с.)	12	$6,7 \pm 2,8$
$4\pi^+4\pi^-$	3	$9,3 \pm 1,9$	$4\pi^+4\pi^-\pi^0$	8	92 ± 8	$K^-K^04\pi^+3\pi^-$ (+з. с.)	13	$9,6 \pm 3,9$
$5\pi^+5\pi^-$	4	$6,9 \pm 2,0$	$5\pi^+5\pi^-\pi^0$	9	63 ± 7	$K^-K^05\pi^+4\pi^-$ (+з. с.)	14	$2,7 \pm 1,9$
$6\pi^+6\pi^-$	5	$6,8 \pm 2,1$	$6\pi^+6\pi^-\pi^0$	10	21 ± 4	Суммарное сечение	1—14	317 ± 15

В таблице приведены сечения аннигиляционных реакций. Методика выделения эксклюзивных каналов подробно описана в работах [4]. Сечение идентифицированных аннигиляционных реакций составляет приблизительно 5% от полного сечения $\bar{p}p$ -аннигиляции.

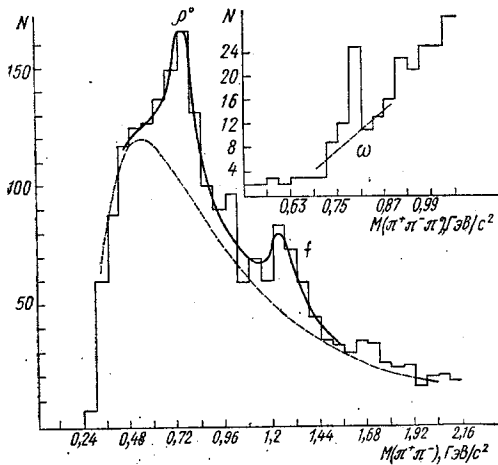


Рис. 3. Распределение по эффективным массам $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ из реакции $\bar{p}p \rightarrow 4\pi^+4\pi^-\pi^0$

Изучение рождения резонансов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях показывает, что в аннигиляционных событиях бозонные резонансы рождаются с большей вероятностью, чем в неаннигиляционных. В данной работе определены сечения образования резонансов в аннигиляционных реакциях (3) и (8).

На рис. 3 показаны распределения по величине эффективных масс $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ из реакции (8). Спектры эффективных масс аппроксимировались выражением

$$dN/dM = BG(1 + \sum \alpha_i BW_i), \text{ где } BG = (M - M_n)^{\beta_1} \exp(-\beta_2 M + \beta_3 M^2),$$

где BW_i — релятивистская функция Брейта—Вигнера, BG — функция, которая описывает фоновое распределение, α_i, β_i — свободные параметры, M_n — пороговое значение эффективной массы.

При аппроксимации спектра эффективных масс $\pi^+\pi^-$ масса ρ^0 -мезона считалась свободным параметром. Для реакций (3) и (8) масса ρ^0 -мезона оказалась равной 720 ± 23 МэВ/ c^2 и 750 ± 15 МэВ/ c^2 соответственно, что меньше ее табличного значения. Этот экспериментальный факт был замечен и в других работах [5].

Средняя множественность образования ρ^0 -мезона в реакции (3) найдена равной $\langle n_{\rho^0} \rangle = 1,94 \pm 0,83$. Для реакции (8) множественности резонансов составляют $\langle n_{\rho^0} \rangle = 1,57 \pm 0,30$; $\langle n_f \rangle = 0,89 \pm 0,21$; $\langle n_{\omega} \rangle = 0,10 \pm 0,05$.

Видно, что в аннигиляционных реакциях (3) и (8) с большой вероятностью рождаются ρ^0 - и f -мезоны. Долю π^- -мезонов, образующуюся от распадов ρ^0 , можно определить отношением $\sigma(\rho^0)/\sigma(\pi^-)$. Известно, что это отношение в $\bar{p}p$ -аннигиляции практически не зависит от импульса налетающего антипротона и равно приблизительно 0,15 [6]. Для реакций (3) и (8) эта величина равна соответственно $0,49 \pm 0,21$ и $0,39 \pm 0,08$. Отношение сечений образования f - и ρ^0 -мезонов для реакции (8) равно $0,57 \pm 0,15$, что достаточно хорошо согласуется с отношением инклюзивных сечений $\sigma(f)/\sigma(\rho^0)$ в $\bar{p}p$ -аннигиляции при 0,7 и 9,1 ГэВ/ c .

4. Образование странных частиц. Основная доля сечения неупругого $\bar{p}p$ -взаимодействия ($68 \pm 3\%$), оставшаяся после выделения дифракционных процессов и протон-антипротонной аннигиляции, обязана целой совокупности различных механизмов со своими характерными особенностями. Этот вывод следует из сравнения характеристик странных частиц, образующихся в $\bar{p}p$ -соударениях, с данными для других адронных реакций [7]. Выделение и отдельный анализ таких процессов позволят продвинуться в понимании динамики сильных взаимодействий. Процессы с образованием u -, d - и s -кварков отличаются только наличием фактора подавления для s -кварка, равного 0,25—0,27. Поэтому изучение рождения странных частиц, содержащих вновь образовавшиеся в процессе взаимодействия кварки, несет важную информацию о механизмах множественных процессов, в том числе дифракционных и аннигиляционных. Особенно интересную информацию дают характеристики пар странных частиц, так как при наших энергиях в событиях в подавляющем числе случаев возникает не более одной такой пары и, следовательно, характеристики пары соответствуют адронизации одной образовавшейся $s\bar{s}$ -пары кварков.

В нашем эксперименте общее число зарегистрированных пар нейтральных странных частиц составляет 882, в том числе 306 $K_s^0 K_s^0$, 239 ΛK_s^0 , 155 $\bar{\Lambda} K_s^0$ и 182 $\Lambda\bar{\Lambda}$ пар. Методика регистрации нейтральных странных частиц, данные об их сечениях и одночастичных инклюзивных распределениях опубликованы в работах [7, 8]. В настоящей работе впервые приводятся результаты о корреляциях по быстрой для пар нейтральных странных частиц $K^0 \bar{K}^0$, ΛK^0 и $\Lambda\bar{\Lambda}$.

На рис. 4 приведены распределения по среднему значению скорости пары странных частиц для трех типов пар и величина среднего разрыва по скорости между частицами в паре $\langle \Delta y \rangle$ в зависимости от средней скорости пары. Распределения величин разрыва по скорости в парах приведены на рис. 5. Полученные данные указывают на существование разных механизмов образования пар странных частиц.

Характеристики $\Lambda\bar{\Lambda}$ -пар свидетельствуют о значительном вкладе процессов с обменом квантовыми числами между начальными протоном и антипротоном, так как для них характерны максимально допустимые разрывы по быстрой, преимущественный вылет Λ в сторону протона, а $\bar{\Lambda}$ — по направлению движения антипротона, центральное положение средней быстрой пары.

Свойства $K^0\bar{K}^0$ -пар свидетельствуют о том, что они рождаются в основном с участием морских кварков, причем около 50% таких пар образуется в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции [7].

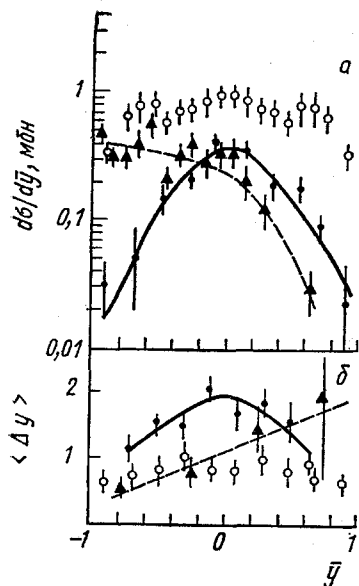


Рис. 4. а — Распределение $d\sigma/dy$ по средней быстрой пары в с.ц.м. $\bar{y} = (y_1 + y_2)/2$ для пар $K^0\bar{K}^0$ (○), ΛK^0 (▲) и $\Lambda\bar{\Lambda}$ (●); б — Средняя величина разрыва быстрой $\langle \Delta y \rangle$ в парах $K^0\bar{K}^0$ (○), ΛK^0 (▲) и $\Lambda\bar{\Lambda}$ (●). Для $K^0\bar{K}^0$ -пар $\Delta y = |y_{K_1} - y_{K_2}|$; для пар ΛK^0 $\Delta y = y_{K^0} - y_{\Lambda}$; для пар $\Lambda\bar{\Lambda}$ $\Delta y = y_{\bar{\Lambda}} - y_{\Lambda}$. Линии на рисунках проведены от руки

Характеристики $\Lambda^0 K$ -пар соответствуют их образованию преимущественно при фрагментации протона $p \rightarrow \Lambda K$. Средние быстрой пары сдвинуты в область $y^* < 0$. Возрастание средней величины разрыва по быстрой со смещением средней быстрой

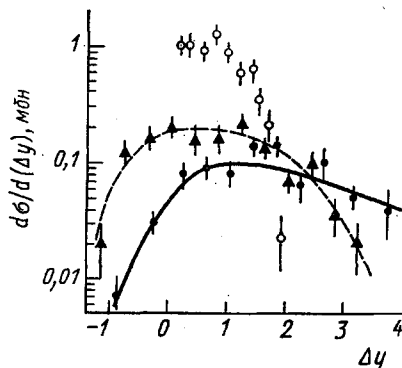


Рис. 5. Распределение величин разрыва по быстрой Δy для пар $K^0\bar{K}^0$ (○), ΛK^0 (▲) и $\Lambda\bar{\Lambda}$ (●). Линии проведены от руки

пары к центру, по-видимому, вызвано флуктуациями быстрой каона, в образовании которого вклад морских кварков более существен, чем в образование Λ .

5. Заключение. Результаты, приведенные выше, свидетельствуют о многообразии механизмов адронных

взаимодействий. Это многообразие проявляется, в частности, в различии передаваемых во взаимодействии квантовых чисел. Все процессы можно расположить в следующий ряд: без изменения квантовых чисел начальных частиц (дифракция); с частичным изменением квантовых чисел; с обращением в нуль всех квантовых чисел (аннигиляция). Таким образом, дифракция и аннигиляция являются крайними в этом ряду.

С точки зрения кварковых моделей процесс дифракции может быть описан как результат обмена глюонами. Процессы с изменением квантовых чисел наиболее разнообразны. Они включают в себя про-

цессы обмена глюонами и кварками, аннигиляцию кварк-антикварковых пар. Процесс $\bar{p}p$ -аннигиляции выделен тем, что в нем участвует наибольшее число кварков. Однако механизм аннигиляции неясен и может быть связан как с аннигиляцией кварк-антикварковых пар, так и с их рекомбинацией.

Авторы приносят глубокую признательность участникам сотрудничества по $\bar{p}p$ -эксперименту за помощь в получении и обработке экспериментальных данных, использованных в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Взаимодействия адронов высоких энергий. М.: Наука, 1983. [2] Ватулина В. V. et al. Preprint JINR E1-82-79. Dubna, 1982. [3] Наумайа В. et al. Nuovo Cim, 1982, 68A, p. 161. [4] Проскуряков А. С. и др. Ядерная физика, 1982, 36, с. 1413; Боголюбский М. Ю. и др. Там же, 1984, 40, с. 927. [5] Fields T. In: Proc. IV Symp. on Nucleon-Antinucleon Int. Syracuse. N. Y., 1975. [6] Gregory P. S. et al. Nucl. Phys., 1977, 119B, p. 60. [7] Боголюбский М. Ю. и др. Ядерная физика, 1984, 39, с. 1170; 1436. [8] Ermolov P. F. et al. In: Proc. VI Europ. Symp. on Nucleon-Antinucleon and Quark-Antiquark Int. Santjago de Compostello, 1982.

Поступила в редакцию
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 621.378

НОВЫЕ МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ НЕПРЕРЫВНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

А. В. Кирьянов, Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, О. Е. Наний, Н. П. Пашинина,
В. А. Сидоров, А. М. Сусов, А. Н. Шелаев, Ю. П. Яценко

Широкое использование твердотельных лазеров в науке и технике делает актуальной проблему управления их выходными характеристиками. Одним из эффективных путей решения этой проблемы является использование различных нелинейно-оптических явлений.

Известно, что при помещении нелинейного элемента (элемента, обладающего либо нелинейным поглощением, либо нелинейной поляризуемостью) внутрь резонатора лазера в последнем могут происходить сложные процессы, связанные с изменением динамики и трансформацией спектра излучения. Возможность использования таких процессов для управления генерацией импульсных твердотельных лазеров, обладающих высокой плотностью мощности излучения (10—100 МВт/см² и выше), достаточно хорошо известна [1—5]. В случае же непрерывных лазеров с невысокой плотностью мощности излучения (1—10 кВт/см²) использование слабых нелинейных эффектов (кроме эффектов, ответственных за генерацию второй гармоники) для управления процессом генерации долгое время было весьма проблематичным.

Однако, как показали проведенные исследования [6—10], использование слабых нелинейных эффектов в непрерывных твердотельных лазерах может быть весьма эффективным. Например, использование нелинейного поглощения в растворах органических красителей открывает возможность для реализации стационарного режима синхронизации мод и получения последовательности сверхкоротких импульсов излучения (СКИ) [6].