

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА КВАРК–ДИКВАРКОВОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ В pp-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 360 ГэВ/c

Д.Л.Баилли⁹, А.В.Батунин¹², Б.Бушбек¹⁴, Т.Гемеш²,
П.Гиртлер⁶, И.В.Горелов¹⁰, Ж.Грубек¹⁴, А.Гурт¹,
Г.Дибон¹⁴, Ф.Д.Диас-Хедо⁸, Г.В.Жолобов¹², И.Ига^{7(a)},
К.Казо³, Э.П.Кистенев¹², Т.Кобаяши^{7(б)}, Ж.М.Коли⁵,
С.Красновский², П.К.Мальхотра¹, Ж.К.Маран⁴,
М.Маркитан¹⁴, И.С.Миттра⁵, Л.Монтанэ⁴, Г.Нейхофер⁴,
Г.Пинтер², П.Порт¹⁴, Т.Родриго⁸, Д.Б.Сингх⁴,
С.Скварчия³, К.Судхакар¹, Л.А.Тихонова¹⁰, У.Тревисан³,
Т.Тсуругаи^{7(a)}, А.Феррандо⁸, Ф.Фонтанелли³, Р.Хамату^{7(б)},
Ф.Харкуэт⁹, Т.Хироус^{7(a)}, Я.Шиб^{7(г)}, Т.Эмура^{7(a)}, Б.Эп⁶

¹ Институт Фундаментальных Исследований, Бомбей, Индия.

² ЦИФИ, Будапешт, Венгрия.

³ Университет Генуи и ИНФН, Генуя, Италия.

⁴ ЦЕРН, Европейская Организация Ядерных Исследований, Женева, Швейцария.

⁵ Университет Пенджаба, Чандигарх, Индия.

⁶ Институт Экспериментальной физики, Иннсбрук, Австрия.

^{7(a)} Университет Метрополитен Токио, Япония

^{7(б)} Университет Агрономии и Технологии Токио, Япония.

^{7(в)} Университет Чуо, Токио, Япония.

^{7(г)} Университет Хиросимы, Япония.

⁸ Отделение Ядерной Энергии, Мадрид, Испания.

⁹ Исследовательский факультет Государственного университета, Монс, Бельгия.

¹⁰ Московский Государственный Университет, Москва, СССР.

¹¹ Университет Рутгерс, Нью Брансвик, США.

¹² Институт Физики Высоких Энергий, Серпухов, СССР.

¹³ Университет Теннесси, Кноксвилл, США.

¹⁴ Институт Физики Высоких Энергий, Вена, Австрия.

В работе анализируются данные по инклюзивному образованию мезонов и барионов в pp -взаимодействиях при 360 ГэВ/с. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями простой партонной модели, в которой нуклон рассматривается как связанное состояние трех кварков или кварка и дикварка, показывает, что гипотеза о существовании в нуклонах дикварковых структур является необходимым условием качественного описания инклюзивного образования барионов.

Введение

Настоящая работа посвящена анализу инклюзивных характеристик образования заряженных адронов h^\pm , а также π^0 , K^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ в pp -взаимодействиях при 360 ГэВ/с в терминах кварк-партонной модели. Модель, используемая в работе, основана на представлении о структуре нуклона как кварк-дикварковой системы, что подтверждается целым рядом экспериментов по исследованию процессов жесткого рассеяния¹⁻⁸.

1. Экспериментальная процедура и отбор данных. В работе использованы данные эксперимента NA23, выполненного в ЦЕРН'е на установке, состоящей из быстроциклирующей пузырьковой камеры и Европейского гибридного спектрометра. Подробное описание установки, детали эксперимента и данные по выходам нейтральных странных частиц и π^0 -мезонов были опубликованы ранее в работах⁹⁻¹¹.

Статистическая значимость используемой выборки событий составляет 1,6 событий/мкб. Для физического анализа были отобраны только хорошо реконструированные события, у которых относительные ошибки в импульсах заряженных частиц $\Delta p/p$ не превышали 20%.

Всем заряженным частицам, кроме протонов, идентифицируемых по плотности ионизации в пузырьковой камере, приписывались массы π^\pm -мезонов. Моделирование показало, что остаточные $\pi/K/p$ -неоднозначности практически не сказываются на представленных результатах.

2. Модель фрагментации. В настоящей работе рассматривается модель, в которой в процессе мягкого рассеяния (рис. 1) один из "одетых" кварков (дикварков) "i" вылетает из нуклона "a" и затем адронизуется с образованием адрона "c". В терминах кварк-партонного подхода такой процесс описывается сверткой функции распределения $G_{a \rightarrow i}(x')$ "одетых" кварков (дикварков) в нуклоне "a" и соответствующей функции фрагментации $\dot{D}_{i \rightarrow c}(x/x')$:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx} = \sum_i \int_0^1 dx' / x' G_{a \rightarrow i}(x') D_{i \rightarrow c}(x/x'), \quad (1)$$

Здесь x' — доля продольного импульса адрона "a", уносимая кварком "i", x/x' — доля импульса кварка "i", уносимая адроном "c". Под "одетыми" подразумеваются валентные кварки со своими полями виртуальных глюонов и морских кварков.

Предполагается, что распределения кварков и дикварков в нуклоне следуют требованиям дуальной реджевской теории. Дикварк понимается как кластер, не распадающийся на составные кварки в процессе адронизации. Вводятся два типа функций распределения для нуклона¹²⁻¹⁴: с учетом (сокращенно QD -вариант) и без учета (IQ -вариант) дикварковых структур:

$$G_{QD}(x') = \frac{1}{B(\alpha_q + 1, \alpha_{qq} + 1)} x'^{\alpha_q} (1 - x')^{\alpha_{qq}}, \quad (2)$$

$$G_{IQ}(x') = \frac{1}{B(\alpha_q + 1, 2\alpha_q + 2)} x'^{\alpha_q} (1 - x')^{2\alpha_q + 1}, \quad (3)$$

где $B(\alpha, \beta)$ — бета функция. Динамические параметры $-\alpha_q$ и $-\alpha_{qq}$ являются пересечениями мезонных и бариониевых реджевских траекторий соответственно¹⁴. Для u, d -кварков $\alpha_q = -1/2$ ($\rho - \omega$ — траектория). Для определения α_{qq} необходимо знание бариониевых траекторий, о которых известно крайне мало. Из теоретических соображений^{15,16} следует, что $0,5 < \alpha_{qq} < 2,0$.

На рис. 2 показаны функция распределения (2) для трех значений α_{qq} : 0,5; 1,0 и 2,0 (плавные кривые), а также функция распределения (3) (штриховая кривая). Наиболее существенным отличием двух рассматриваемых конфигураций является заметно меньший средний импульс отдельного кварка в кварк-дикварковой картине в сравнении с вариантом с тремя независимыми кварками. Как следствие, жесткость дикварка оказывается большей, нежели жесткость простой комбинации из двух независимых кварков.

Для описания механизма адронизации использовались две наиболее распространенные модели: Филда — Фейнмана (FF) ^{17,18} и Лундская струнная модель (LUND) ^{19,20}. Причем из модели Лунда была взята только та ее часть, которая описывает фундаментальный механизм образования адронов через разрывы струн, натянутых между кварками.

Параметры моделей (FF и LUND) настраивались на экспериментальные данные по выходам адронов в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{S} = 34$ ГэВ, полученные группой TASSO ²¹.

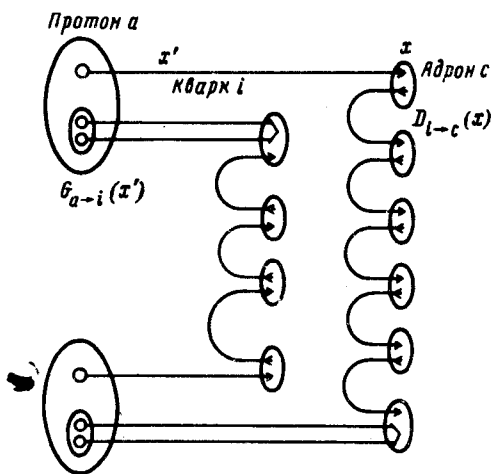


Рис. 1

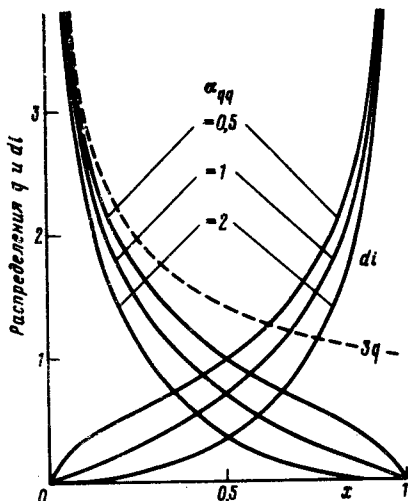


Рис. 2

Рис. 1. Партоновая диаграмма адронизации кварка и дикварка

Рис. 2. Функции распределения кварков в нуклоне в конфигурации трех независимых кварков (штриховая кривая) и в «кварк-дикварковой» конфигурации для трех значений пересечения реджевской траектории бариония α_{qq} : 0,5; 1,0 и 2,0

3. Сравнение модельных предсказаний с экспериментом. Для сравнения с экспериментальными данными были выполнены расчеты спектров с использованием всех возможных комбинаций функций распределения (2) или (3) и механизмов адронизации FF или LUND. Программная реализация модели гарантировала точное сохранение аддитивных квантовых чисел. Поскольку предсказания, относящиеся к различным механизмам адронизации, отличались слабо, мы ограничимся обсуждением результатов, полученных с использованием функции фрагментации FF.

Экспериментальные одночастичные распределения по переменной x_F сравниваются с модельными предсказаниями на рис. 3. Кривые на этом рисунке получены при значениях динамических параметров α_{qq} и α_q , равными 1,0 и -0,5 соответственно. При изменении α_{qq} в пределах от 0,5 до 2,0 одночастичные распределения меняются слабо (на рисунке не показано).

При подборе параметров модели глобальная нормировка производилась на инклюзивное сечение образования отрицательно заряженных адронов ¹⁰. При этом в модели с дикварком удается получить хорошее согласие с экспериментальными данными по относительным выходам h^+ , K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ (таблица). Некоторое превышение измеренного сечения h^+ над предсказанным в области $x_F > 0,65$ (рис. 3, б) объясняется вкладом дифракционной диссоциации,

которую модель не описывает. Вне этой области x_F предсказания модели с дикварком находятся в хорошем согласии с экспериментальными распределениями.

Полные инклюзивные сечения: модель и эксперимент

Тип частицы	Эксперимент (мб)	Модель (мб)
h^-	116 ± 5	116
h^+	181 ± 2	170
π^0	132 ± 11	141
K^0	8,55 ± 0,51	8,28
Λ	4,08 ± 0,40	5,00
$\bar{\Lambda}$	0,43 ± 0,12	0,31

Отметим, что в области $x_F > 0,3$ сечение образования Λ -гиперонов полностью насыщается вкладом (ud)-дикварков с нулевым спином (рис. 3, д), являющимся основной компонентой волновой функции протона¹³. Модель без дикварка описывает спектры h^- , π^0 , K_s^0 заметно хуже и совсем не описывает спектр Λ .

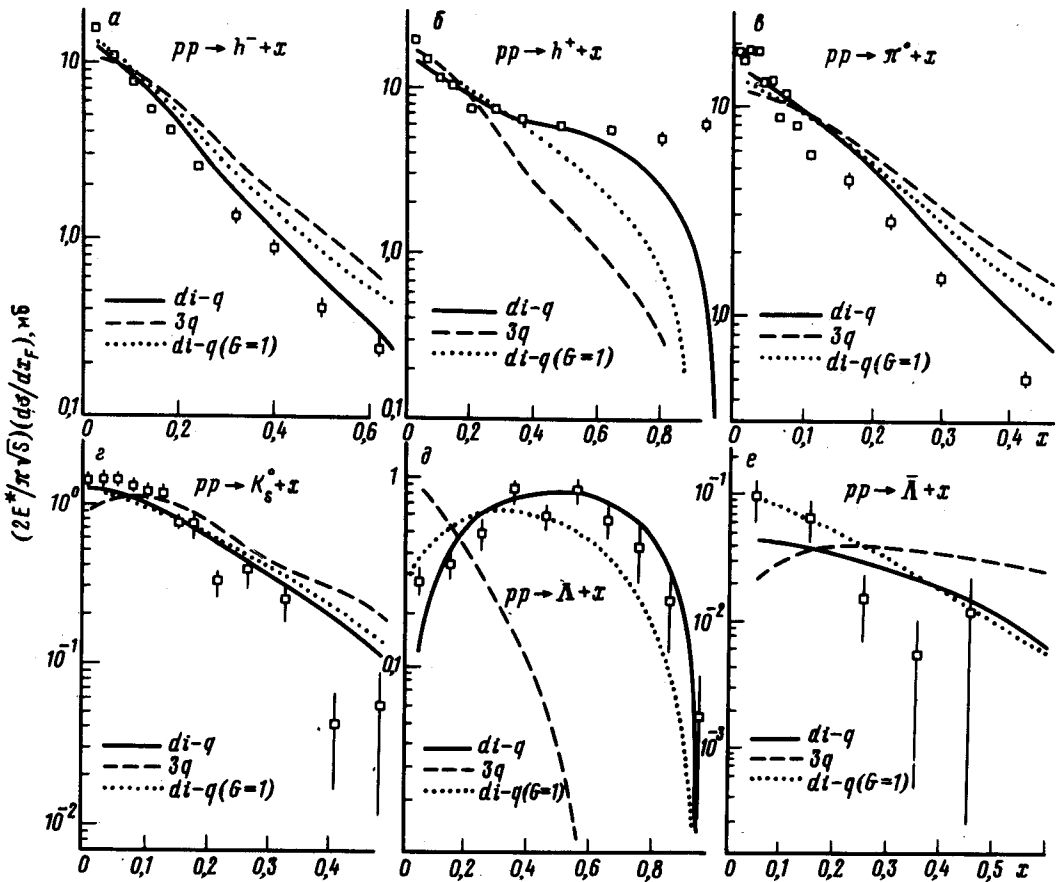


Рис. 3. Сравнение модельных предсказаний с экспериментальными данными по выходам h^+ , h^- , π^0 , K_s^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ в pp -взаимодействиях при 360 ГэВ/с. Точечной кривой показаны предсказания модели с дикварком в случае его изотропного распределения: $G_{QD}(x') = 1$

Чтобы подчеркнуть влияние выбора параметризации структурных функций кварка и дикварка на форму спектров вторичных адронов, мы рассмотрели предельный случай $G_{QD}(x') = 1$ при сохранении механизма адронизации неизменным. Результаты расчетов показаны на рис. 3, $a - e$ пунктиром. Как и следовало ожидать, полученные таким образом распределения в целом являются более мягкими, чем распределения с учетом дикварковых структур, а сравнение с экспериментальными данными (особенно в случае Λ -гиперона) подтверждает необходимость использования нетривиальных представлений о структурных функциях нуклонов.

Заключение

Сравнение экспериментальных данных по выходам заряженных частиц h^{\pm} , π^0 - и K_s^0 -мезонов, Λ и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в pp -взаимодействиях при 360 ГэВ/с с предсказаниями простой партонной модели подтверждает существенную роль дикварковых структур, особенно в образовании барионов. В рассматриваемой модели дикварк в протоне представляет собой неделимый объект (3 по-цвету), непосредственно переходящий в образующийся в реакции барион. Существуют более сложные подходы к описанию дикварковой системы в протоне²², однако для описания рассмотренных одночастичных распределений простого приближения, используемого в настоящей работе, вполне достаточно.

Литература

1. *Breakstone A. et al.* Z. Physik C, Particles and Fields, 1985, 28, 335.
2. *Frisch H. et al.* Phys. Rev., 1983, D27, 1001.
3. *Arneodo M. et al.* CERN/EP 84-71, 1984.
4. *Chang C.C. et al.* Phys. Rev., 1983, D27, 2776.
5. *Brandelik R. et al.* Phys. Lett., 1981, 105B, 75.
6. *Bartel W. et al.* Phys. Lett., 1981, 104B, 325.
7. *Mayer T.* DESY 81-046, 1981.
8. *Ekelin S. et al.* Phys. Rev., 1983, D28, 257.
9. *Bailly J.L. et al.* Z. Physik C, Particles and Fields, 1984, 22, 119.
10. *Bailly J.L. et al.* Z. Physik C, Particles and Fields, 1984, 23, 205.
11. *Asai M. et al.* Z. Physik C, Particles and Fields, 1985, 27, 11.
12. *Capella A. et al.* Phys. Lett., 1979, 81B, 68; *Capella A., Sukhatme U., Tran Thanh Van J.* Z. Physik C, Particles and Fields, 1980, 3, 329; *Cohen-Tannoudji G. et al.* Phys. Rev., 1979, 19, 3397.
13. *Minakata H.* Phys. Rev., 1979, D20, 1656.
14. *Kinoshita K. et al.* Z. Physik C, Particles and Fields, 1980, 4, 103; *Kinoshita K. et al.* Prog. Theor. Phys., 1982, 68, 1699, 2086.
15. *Uehara M.* Prog. Theor. Phys., 1978, 59, 1587.
16. *Inami T. et al.* Phys. Rev., 1979, D19, 129.
17. *Field R.D., Feynman R.P., Fox G.G.* Nucl. Phys., 1977, B128, 1.
18. *Field R.D., Feynman R.P.* Phys. Rev., 1977, D15, 2590; *Field R.D., Feynman R.P.* Nucl. Phys., 1978, B136, 1.
19. *Andersson B., Gustafson G., Soderberg B.* Z. Physik. C, Particles and Fields, 1983, 20, 317.
20. *Sjostrand T.* Computer Phys. Comm., 1983, 28, 229.
21. *Aithoff M. et al.* Z. Physik C, Particles and Fields, 1984, 22, 307.
22. *Sukhatme U.P., Lassila K.E., Orava R.* Phys. Rev., 1982, D25, 2975.

Сотрудничество РСФСР – ЕГС: Бомбей – Будапешт –
 Гамбург – ЦЕРН – Чандигар – Иннсбрук – Япония –
 Мадрид⁸ – Монс⁹ – Москва¹⁰ – Рутгерс¹¹ – Серпухов –
 Теннеси – Вена

Поступила в редакцию
 16 сентября 1986 г.