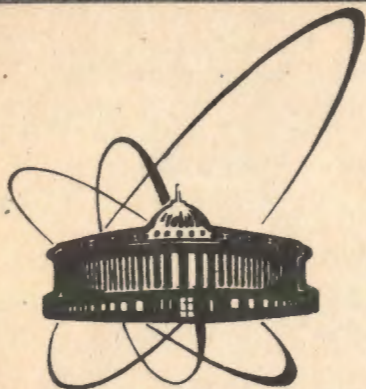


90-595



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P1-90-595

НАБЛЮДЕНИЕ $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \rho^0$, РОЖДЕННЫХ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 40-70 ГэВ
С ЯДРАМИ ВОДОРОДА, УГЛЕРОДА И АЛЮМИНИЯ

Сотрудничество БИС-2

1990

1. Введение

В последние годы рождение очарованных частиц в адрон-адронных взаимодействиях изучалось в большом числе экспериментов при энергиях, далёких от порога рождения таких частиц. При энергиях, близких к порогу рождения очарованных частиц, эксперименты проводились, по существу, только на серпуховском ускорителе /1-18/.

Наблюдение и исследование некоторых характеристик рождения Λ_c^+ и \bar{D} описано в работах /1-16/. Результаты исследования адронного рождения D^- и \bar{D}^0 - по каналам распада $D^- \rightarrow K^*(892)^+ P^- P^-$ и $\bar{D}^0 \rightarrow K^*(892)^+ P^-$, выполненные сотрудничеством БИС-2, опубликованы в работе /12/.

Здесь приводятся результаты поиска инклюзивного рождения D^0 и \bar{D}^0 - мезонов, по каналам распадов (1) и (2).

2. Условия эксперимента

Первичная экспериментальная информация получена с помощью спектрометра БИС-2 ЛВЭ ОИЯИ, работающего на канале $4H^{19}$ / серпуховского ускорителя. Схема спектрометра показана на рис.1.

Первичная информация о событиях записывалась на магнитные ленты с помощью ЭВМ ЕС-1040.

Триггерный сигнал для записи информации о событии вырабатывался в электронных схемах, анализировавших состояние счетчиков, сцинтилляционных годоскопов (Н1 и Н2) и годоскопов пропорциональных камер (РС).

Логика электронных схем была нацелена на то, чтобы триггерный сигнал возникал тогда, когда детекторы спектрометра зарегистрируют событие, содержащее четыре или более заряженных частиц.

Подробное описание физико-технических характеристик спектрометра БИС-2 можно найти в работах /20 + 26/.

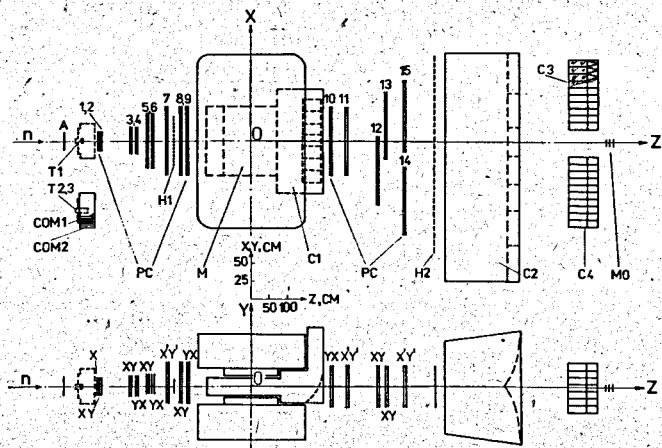


Рис. 1. Схема расположения детекторов спектрометра БИС-2 на канале 4Н серпуховского ускорителя. А - сцинтилляционный счетчик; Т1, 2, 3 - мишени; СОМ 1, 2 - годоскопы сцинтилляционных счетчиков, окружающих мишень; РС (1-15) - двухкоординатные проволочные пропорциональные камеры; Н1, 2 - годоскопы сцинтилляционных счетчиков; С1, 2 - многоканальные пороговые газовые черенковские счетчики; С3 - годоскоп черенковских счетчиков полного поглощения; МО - монитор пучка нейтронов; М - спектроскопический магнит.

Первичная информация о событиях получена в двух экспозициях спектрометра (28 и 29 сеансы). В качестве мишеней использовались жидкий водород, углерод, алюминий и медь. Толщина жидководородной мишени была $2,1 \text{ г/см}^2$ водорода. Толщины твердых мишеней были равны $3,4 \cdot A^{1/3} \text{ г/см}^2$, где А - атомный вес ядра мишени.

Первичная информация во времени была получена непрерывно с жидководородной мишенью. Твердые мишени во времени последовательно чередовались через каждые ~ 50 тыс. записанных на магнитные ленты событий. Всего было записано на магнитные ленты в 28 и 29 сеансах около 46 миллионов событий, из них 9,1 млн событий с жидководород-

ной мишенью.

Результаты, приведенные ниже, получены из анализа $\sim 32\%$ первичных событий.

Количество первичных событий (А1), зарегистрированных в 28-м и 29-м сеансах с различными мишенями, и соответствующие количества событий (А2), использованных в данной работе, приведены в таблице I.

Т а б л и ц а I

номер сеанса	28				29		
Мишень	H ₂	C	Al	Cu	C	Al	Cu
$A1 \cdot 10^{-6}$	9,1	7,3	7,0	6,4	5,6	5,2	5,0
$A2 \cdot 10^{-6}$	6,5	1,5	3,2	0	2,0	1,6	0

Энергетический спектр пучка нейтронов /27,28/ простирается от 20 ГэВ до 70 ГэВ с максимумом около 40 ГэВ.

3. Спектры эффективных масс

Среди первичных событий были отобраны события, содержащие, по крайней мере, четыре заряженных частицы (две положительно и две отрицательно заряженные) с общей вершиной в области мишени.

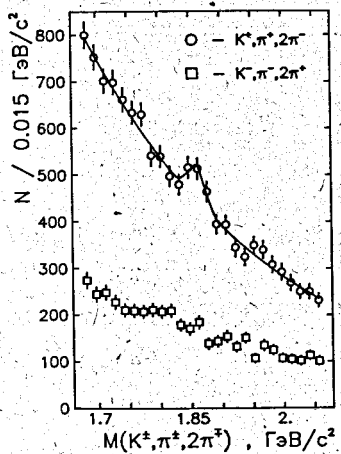
Каоны и пионы идентифицировались с помощью анализа информации со счетчиков С1 и С2. Процедура анализа этой информации изложена в работе /29/.

Из четырех частиц за каон принималась частица, каонный вес которой был наибольшим и не менее, чем 0,37. За пионы принимались частицы, пионный вес (вероятность быть пионом) которых был больше, чем 0,23.

Из моделирования регистрации распадов \bar{D}^0 - мезонов спектрометром были найдены ограничения на их полный и поперечный импульсы. Найдено, что \bar{D}^0 - мезоны регистрируются спектрометром с импульсами $P_L \geq 30 \text{ ГэВ/с}$ и $P_T \leq 1 \text{ ГэВ/с}$.

С учетом этих ограничений и пространственной точности восстановления траекторий частиц и вершин распадов D -мезонов было найдено около $11 \cdot 10^3$ событий с комбинациями, содержащими кандидаты в конечное состояние $K^+ \Pi^+ 2\Pi^-$, и 3820 событий с комбинациями, содержащими кандидаты в конечное состояние $K^- \Pi^- 2\Pi^+$, имеющие эффективные массы в интервале масс $1660-2060 \text{ МэВ}/c^2$. Последнее условие исключало дальнейший анализ событий из неинтересующей нас области эффективных масс.

На рис. 2 показаны суммарные спектры эффективных масс $M(K^+, \Pi^+, \Pi^-, \Pi^-)$ и $M(K^-, \Pi^-, \Pi^+, \Pi^+)$. В спектре эффективных масс $M(K^+ \Pi^+ \Pi^- \Pi^-)$ около массы $1860 \text{ МэВ}/c^2$ наблюдается небольшой узкий сигнал. Этот спектр аппроксимирован суммой двух функций: экспоненциальной и Гаусса (сплошная кривая). Найдено, что среднее значение массы частиц в сигнале равно $(1862 \pm 13) \text{ МэВ}/c^2$. Ширина сигнала $(27 \pm 6) \text{ МэВ}/c^2$ находится в согласии (с ожидаемыми по Монте-Карло



вычислениями) с аппаратным разрешением спектрометра. В сигнале содержится (158 ± 12) комбинаций над фоном в 1820 комбинаций. Уровень достоверности сигнала составляет $\sim 3,7$ стандартных отклонений от фона. В спектре эффективных масс системы $M(K^- \Pi^- \Pi^+ \Pi^+)$ в области массы D^0 -мезона сигнала не наблюдается.

С целью поиска \bar{D}^0 -мезонов, распадающихся по каналу (2), из найденных выше комбинаций $K^+ \Pi^- \Pi^+ \Pi^-$, были отобраны комбинации, в которых эффективная масса $\Pi^+ \Pi^-$ (хотя бы одной комбинации) лежит в пределах

массы ρ^0 -мезона, т.е. в пределах масс $(660 \pm 860) \text{ МэВ}/c^2$.

Спектры эффективных масс для комбинаций $K^+ \Pi^+ 2\Pi^-$, удовлетворяющие такой выборке по мишеням и экспозициям, показаны на рис. 3 а-д.

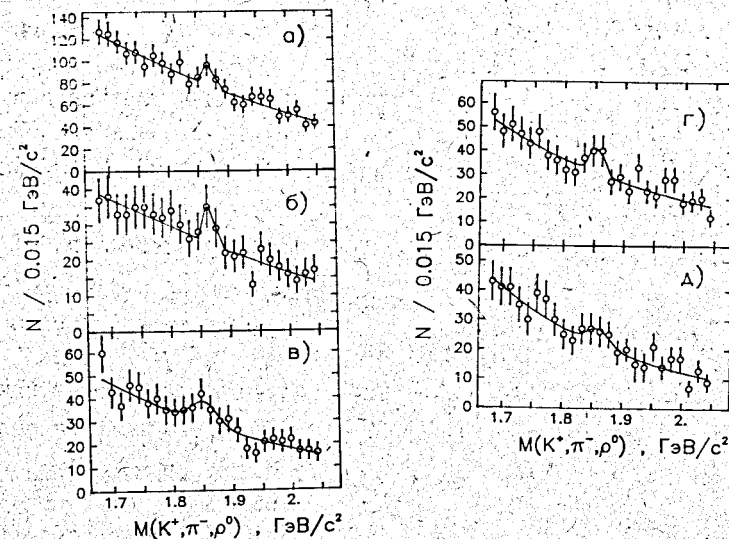


Рис. 3. Спектры эффективных масс $K^+ \Pi^+ \rho^0$. а) с водородной мишенью, б) и г) с углеродной мишенью (сеансы № 28 и № 29), в) и д) с алюминиевой мишенью (сеансы № 28 и № 29 соответственно).

Из рис.3 видно, что во всех спектрах эффективных масс в районе массы $1860 \text{ МэВ}/c^2$ наблюдаются слабые сигналы. Из анализа спектров эффективных масс найдено, что сигнал с водородной мишенью содержит $31,0 \pm 5,3$ комбинации над фоном в 304 комбинации. Среднее значение масс $M(n p \rightarrow \bar{D}^0 \dots) = (1872,7 \pm 11,8) \text{ МэВ}/c^2$. Сигнал с углеродной мишенью содержит $39,0 \pm 5,7$ комбинаций над фоном в 197 комбинаций. Среднее значение массы $M(n C \rightarrow \bar{D}^0 \dots) = (1859,9 \pm 13,2) \text{ МэВ}/c^2$. Сигнал с алюминиевой мишенью содержит $49,0 \pm 6,5$ комбинаций над фоном в 286 комбинаций. Среднее значение массы $M(n Al \rightarrow \bar{D}^0 \dots) = (1859,0 \pm 21,4) \text{ МэВ}/c^2$. Среднее значение массы \bar{D}^0 -мезона (по всем событиям в сигналах) равно $M(\bar{D}^0) =$

$$= (1866 \pm 8) \text{ МэВ}/c^2.$$

На рис. 4 показано распределение, полученное суммированием спектров 3 а-д.

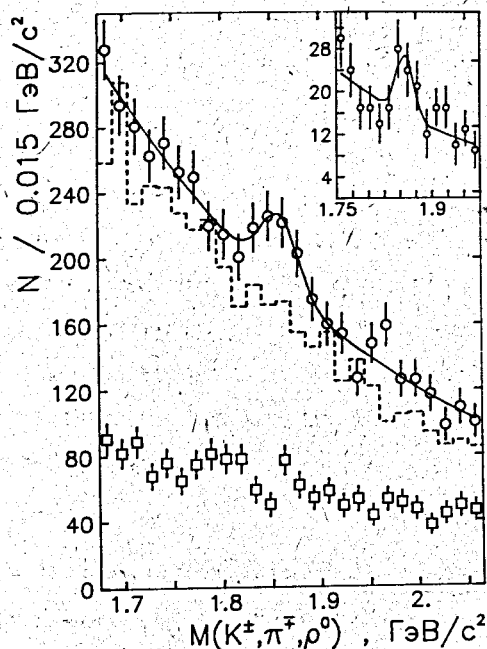


Рис. 4. ϕ -суммарный спектр эффективных масс $K^+ \pi^- \rho^0$. Сплошная плавная кривая — аппроксимация спектра функцией Гаусса и экспоненты.

ϕ — суммарный спектр эффективных масс $K^+ \pi^+ \rho^0$.

Пунктирная гистограмма — спектр эффективных масс " K^+ " $\pi^- \rho^0$, когда " K^+ " однозначно идентифицирован как протон.

Вверху спектр эффективных масс $K^+ \pi^- \rho^0$, в которых K^+ однозначно идентифицирован как K^+ — мезон.

Из анализа суммарного спектра (рис. 4) эффективных масс (2) найдено, что в сигнале содержится 119 ± 10 комбинаций над фоном в 808 комбинаций.

Значение массы $M(\bar{D}^0) = (1863,0 \pm 18,5) \text{ МэВ}/c^2$. Ширина суммарного сигнала согласуется с разрешающей способностью спектрометра. Комбинаторный фон в области сигнала не превышает 2%. Малая ширина сигнала, сравнимая с аппаратурной, среднее значение эффективной массы комбинаций в сигнале не позволяют идентифицировать этот сигнал с каким-либо K^* — резонансом.

Отсутствие аналогичного сигнала в спектре эффективных масс изотопически-сопряженных комбинаций $K^- \pi^+ \rho^0$ (см. рис. 2 и 4) свидетельствует в пользу того, что наблюдаемый сигнал в спектре эффективных масс $K^+ \pi^- \rho^0$ не является результатом кинематической и

геометрической выборки событий. Совпадение среднего значения эффективной массы событий в сигнале с массой \bar{D}^0 — мезона /30/, с учетом вышесказанного, свидетельствует о том, что мы наблюдаем сигнал от распада \bar{D}^0 — мезона по каналу $K^+ \pi^- \rho^0$. В качестве дополнительного подтверждения последнего утверждения мы отобрали комбинации $K^+ \pi^- \rho^0$, в которых K^+ — мезоны однозначно идентифицированы. Спектр эффективных масс таких комбинаций показан на рис. 4 (вставка в верхней правой части рисунка). В этом случае сигнал от \bar{D}^0 — мезонов ясно наблюдается. Затем были отобраны комбинации (2), в которых " K^+ " идентифицируется однозначно как протон. Спектр таких комбинаций, в которых протону приписана масса каона, показан на рис. 4 в виде штриховой гистограммы. Никакого значимого сигнала от \bar{D}^0 — мезонов в этом случае не наблюдается. "Перепутывание" протона с K^+ — мезоном приводит лишь к увеличению фоновой подложки под сигналом от \bar{D}^0 — мезонов.

4. А — зависимость поперечного сечения рождения \bar{D}^0 — мезонов

Зависимость поперечного сечения рождения частиц от атомного веса ядер мишени обычно представляется в виде соотношения (6)

$$\sigma(A) = K_C \cdot \sigma(I) \cdot A d_C(X_F). \quad (6)$$

Знание параметров K_C и $d_C(X_F)$ существенно для сопоставления данных, полученных в различных экспериментах с различными мишенями, а также для теоретического осмысления механизмов рождения различных кварков.

На сегодня имеются экспериментальные сведения о параметре d_C лишь в работах /31-33/, а о параметре K_C только в работе /13/. Дополнительные сведения о величинах этих параметров существенны.

Поскольку данный эксперимент проведен в идентичных условиях с тремя различными мишенями, то параметр d_C определяется из простого соотношения, вытекающего из (6)

$$d_c = \ln \left(\frac{N_{ae} \cdot L_c}{N_c \cdot L_{ae}} \right) / \ln (A_{ae}/A_c),$$

$$\ln K_c = \ln \left(\frac{N_{ae} \cdot L_H}{N_H \cdot L_{ae}} \right) - d_c / \ln (A_{ae}/A_c),$$

где $N_H, N_c, N_{ae}, L_H, L_c, L_{ae}$ - наблюдаемые количества событий \bar{D}^0 - мезонов с водородной, углеродной, алюминиевой мишенями и соответствующие светимости. $L_H = 7,74 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}$, $L_c = 1,09 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}$ и $L_{ae} = 0,76 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}$. Погрешность в этих величинах составляет около 10 %.

Используя эти численные значения и наблюдаемые количества \bar{D}^0 - мезонов легко определяем:

$$d_c = 0,73 \pm 0,25 \text{ для } \langle X \rangle \approx 0,7 \text{ и}$$

$$K_c = 1,46 \pm 0,41,$$

что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными в работах /31, 13/. Численное значение K_c находится в согласии также и с теоретическими предсказаниями /34, 35/.

Объединяя эти данные по d_c и K_c с данными из работ /31, 13/, находим средние значения:

$$d_c = 0,73 \pm 0,16 \text{ для } \langle X \rangle \approx 0,7 \text{ и}$$

$$K_c = 1,47 \pm 0,36.$$

Полагая изотропным распад \bar{D}^0 - мезонов и учитывая условия эксперимента и критерии отбора событий, методом Монте-Карло определили среднее значение эффективности наблюдения \bar{D}^0 - мезонов в наблюдаемой области импульсов. Оно оказалось равным

$$\bar{\epsilon} = (1,95 \pm 0,19 \pm 0,26) \cdot 10^{-3}.$$

Вторая ошибка является систематической из-за возможной неопределенности формы импульсного спектра пучка нейтронов. С учетом этого значения $\bar{\epsilon}$, наблюдаемых чисел \bar{D}^0 - мезонов и светимости найдены произведения поперечных сечений рождения \bar{D}^0 - мезонов в наблюдаемой области $30 \text{ ГэВ/с} < P_L(\bar{D}^0) < 55 \text{ ГэВ/с}$ на парциальные вероятно-

сти распада \bar{D}^0 - мезонов:

$$B_z \cdot \sigma_H = (0,21 \pm 0,06 \pm 0,03) \text{ мкб на нуклон}$$

$$B_z \cdot \sigma_C = (1,8 \pm 0,5 \pm 0,3) \text{ мкб на ядро углерода,}$$

$$B_z \cdot \sigma_{Al} = (3,3 \pm 0,8 \pm 0,5) \text{ мкб на ядро алюминия,}$$

Используя данные из работ /37, 38/,

$$B_z(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \rho^0) = (7,0 \pm 0,8 \pm 0,8) \%, \text{ находим:}$$

$$\sigma_H = (3,0 \pm 0,9 \pm 0,5) \text{ мкб на нуклон}$$

$$\sigma_C = (26 \pm 8 \pm 5) \text{ мкб на ядро углерода}$$

$$\sigma_{Al} = (47 \pm 13 \pm 9) \text{ мкб на ядро алюминия}$$

5. Заключение. Основные результаты и выводы

1. Измеренная масса $M(\bar{D}^0) = (1866 \pm 8) \text{ МэВ/с}^2$ находится в хорошем согласии со средним значением массы D^0 - мезонов /30/.

2. Параметр $d_c = 0,73 \pm 16$, характеризующий A - зависимость поперечного сечения рождения частиц, содержащих очарованные кварки больше, чем соответствующий параметр для частиц, содержащих легкие кварки /36/.

3. При сопоставлении данных о поперечных сечениях рождения очарованных частиц на нуклонах с данными на ядрах необходимо учитывать в соотношении (6) коэффициент $K_c = 1,47 \pm 0,36$.

4. Наблюдение рождения \bar{D}^0 и ненаблюдение D^0 - мезонов поддерживает сделанный ранее вывод /12/ о том, что при энергиях $40 + 70 \text{ ГэВ}$ \bar{D}^0 - мезоны рождаются преимущественно в паре с очарованным барионом.

Авторы признательны А.М.Балдину, Э.И.Мальцеву, И.А.Савину за поддержку этих исследований; Н.В.Власову, Е.М.Лихачевой, Л.В.Сильвестрову, В.Е.Симонову - за участие в эксперименте.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Алеев А.Н. и др., ЯФ, т.35, в5(1982)1175; S.J.N.P., 35(1982)687.
2. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, Д1-82-895, Дубна (1982).
3. Бурилков Д.Т. и др., Болгар.Ж.Физ.т.10, в.1(1983)49.
4. Бурилков Д.Т. и др., Болгар.Ж.Физ.т.10, в.2(1983)185.
5. Алеев А.Н. и др., ЯФ, т.37, в.6(1983)1474; S.J.N.P., 37(1983)877.
6. Алеев А.Н. и др., Z.Phys., C23 (1984)333.
7. Говорун Н.Н. и др., ОИЯИ, I-84-457, Дубна (1984).
8. Алеев А.Н. и др. Чехослов.Ж.Физ., B36(1986)1331.
9. Алеев А.Н. и др., ЯФ, т.43, в.10(1986)619; S.J.N.P., 43(1986)395.
10. Алеев А.Н. и др., Междунар.семинар "Кварки-86", Тбилиси, 1986.
Труды..., ИЯИ, М. (1986)485.
11. Алеев А.Н. и др., ЯФ т.46, в10(1987)1127.
12. Алеев А.Н. и др., Z.Phys., C37 (1988)243.
13. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, P1-88-397, Дубна (1988)
14. Вещко М. и др., Чехослов.Ж.Физ. B39(1989)297.
15. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, Д1-89-701(1989).
16. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, P1-90-128(1990)
17. Azratyan A.E. et.al., Phys.Lett., 79B (1978)497;
Антипов Ю.М. и др., Письма в ЖЭТФ, т28(1978)495;
Бугорский А.П. и др., ЯФ, т40, в9 (1984) 739;
Свиридов Ю.М., ЯФ, т.49, в.1 (1989)172.
18. Банник Б.П. и др., Письма в ЖЭТФ, т.25 (1977)86 и т26(1977)399;
Толстов К.Д. и др., Письма в ЖЭТФ, т.33(1981)243;
Али-Муса Н. и др., ОИЯИ, Д1-82-715, Дубна (1982) и
ОИЯИ, Д1-83-686, Дубна (1983).
19. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, I-83-910, Дубна (1983).
20. Айхнер Г. и др., ОИЯИ, I-80-644, Дубна (1980).
21. Максимов А.Н., ОИЯИ, I-81-574, Дубна (1981).
22. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, P1-89-854, Дубна (1989).
23. Гуськов Б.Н. и др., ПТЭ, № 3 (1985)71.
24. Войчишин М.Н. и др., ПТЭ, № 5 (1985)49.
25. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, P1-82-353, Дубна (1982);
ЯФ, т.44, в.9 (1986)661.
26. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, P1-86-427, Дубна (1986);
27. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, P1-81-67, Дубна (1981).
28. Баландин В.П. и др., ОИЯИ, P1-86-403, Дубна (1986).
29. Гуськов Б.Н. и др., ОИЯИ, P1-86-248, Дубна (1986)
30. Review of Particle Properties, P.D.G., Phys.Lett, B239(1990).
31. Алеев А.Н. и др., ОИЯИ, Д1-86-422, Дубна (1986);
ЯФ, т.46, вып.10 (1987)1127;
Труды междунар.семинара "Кварки-86"
(Тбилиси, 1986), ИЯИ, М. (1986)485.
32. Duffy M.E. et.al., Phys.Rev.Lett., 55(1985)1816.
33. Cobbaert H. et.al., Phys.Lett., 191B(1987)456.
34. Баранов С.П., ФИАИ, № 343, Москва (1986).
35. Mac Dermott, et.al., Phys.Lett., B184 (1987)108.
36. Barton D.S. et.al., Phys.Rev., D27 (1983)2580.
37. Alvarez M.P. et al., CERN-PPE/90-112(1990)
38. Adler J. et al., Phys.Rev.Lett., 60(1988)89

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1990 года.