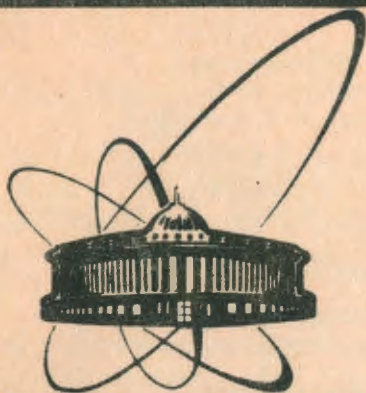


90-168



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

A 458

D1-90-168

А-ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ
 ϕ -МЕЗОНОВ В НЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 30-70 ГэВ

Сотрудничество БИС-2

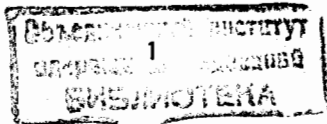
1990

В предыдущей публикации^{/1/} были представлены результаты исследования инклюзивного рождения ϕ -мезонов в нейтрон-протонных взаимодействиях. В данной работе анализируется зависимость сечения инклюзивного рождения ϕ -мезонов от атомного веса мишени A .

Экспериментальные данные по A -зависимости сечений образования адронов позволяют оценить величины сечений их поглощения ядерной материей. При этом большие значения показателя α в рамках параметризации A^α должны соответствовать меньшим сечениям взаимодействия исследуемых адронов h с нуклонами ядра $\sigma(h+N)$. Сравнение экспериментальных данных по рождению π , K и J/Ψ на ядрах указывает на рост величины α и соответственно уменьшение $\sigma(h+N)$ для адронов, состоящих из более тяжелых кварков. Так как ϕ -мезон представляет в основном систему кварков $s\bar{s}$, то в этом смысле занимает промежуточное положение между π , K и J/Ψ . Поэтому представляет интерес, соответствуют ли данные по A -зависимости сечения его образования общей тенденции.

В настоящее время имеется мало данных по A -зависимости сечения рождения ϕ -мезонов. Измерения на разных ядерных мишенях проведены только в эксперименте ACCMOR в ограниченной кинематической области по фейнмановской переменной $0 < x_F < 0,3^{1/2}$. Этой же группой получено отношение сечений образования ϕ -мезонов на бериллии и водороде для $0,11 < x_F < 0,24^{1/3}$. Однако эти исследования проведены при разных экспериментальных условиях и их сравнение затруднено из-за разных величин систематических ошибок. Данные по A -зависимости сечения рождения $\mu^+\mu^-$ -пар в области массы ϕ -мезона, полученные в эксперименте^{/4/}, не согласуются с результатами группы ACCMOR. Но в данном случае большой уровень фона не позволяет выделить A -зависимость сечения рождения ϕ -мезонов из общих данных. Таким образом, необходимы дополнительные измерения в более широкой кинематической области для выяснения устойчивости результатов и их зависимости от фейнмановской переменной x_F .

Эксперимент выполнен с помощью спектрометра БИС-2 на серпуховском ускорителе. ϕ -мезоны регистрировались по моде распада K^+K^- в кинематической области $x_F > 0$ и $p_T < 1$ ГэВ/с со средними значениями $\langle x_F \rangle = 0,28$ и $\langle p_T \rangle = 0,35$ ГэВ/с. Максимальная энергия нейтронного пучка была ограничена значением 70 ГэВ. Акцептанс спектрометра позволял регистрировать ϕ -мезо-



ны, рожденные нейтронами с минимальной энергией 30 ГэВ. Образование ϕ -мезонов исследовалось на трех материалах - углеводе $A = 12$, алюминии $A = 27$ и меди $A = 63,5$. Сравнение с данными на водороде $A = 1$ было затруднено из-за различия экспериментальных условий, что приводило к разным систематическим ошибкам. Толщина мишеней по отношению к длине ядерного взаимодействия была выбрана приблизительно одинаковой во избежание разного поглощения пучка и продуктов распада ϕ -мезонов. Используемые толщины мишеней приведены в табл.1. В ходе измерений мишени чередовались через каждые ≈ 50 тыс. принимаемых спектрометром событий.

Таблица 1
Толщины используемых мишеней

	C	Al	Cu
T (г/см ²)	7,8	10,2	13,4
T/ $\ell_{\text{ядер}}$	0,091	0,096	0,099

Основными элементами спектрометра являлись спектрометрический магнит, две группы многопроволочных пропорциональных камер и два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика. Подробное описание спектрометра и триггерных условий можно найти в работе^{5/}. Пороговые характеристики черенковских счетчиков приведены в табл.2.

Таблица 2
Характеристики пороговых черенковских счетчиков

Счетчик	№ каналов	Газ	Импульс порога, ГэВ/с		
			π	K	p
C1	7	воздух	6,0	21,2	40,3
C2	14	фреон 12	3,1	10,8	20,5

Информация с черенковских счетчиков позволяла вычислять для каждой заряженной частицы три вероятности /статистических веса/ - быть пионом, каоном или протоном^{6/}. Распределения каонного веса W_K /максимальный вес равен 3/ для положительных

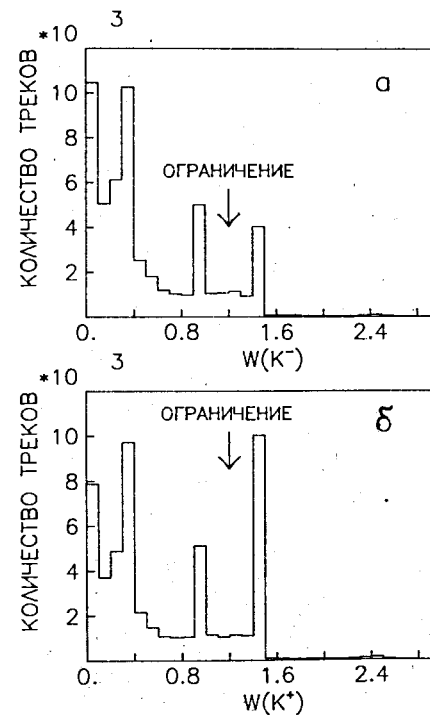


Рис.1. Статистический вес каонной гипотезы: а - для отрицательных частиц и б - для положительных частиц.

и отрицательных частиц показаны на рис.1а и 1б. Выбросы при $W_K < 0,5$ соответствуют однозначно идентифицированным пионам и протонам. Значительная часть треков является неидентифицированными. Этому соответствует пик при $W_K = 1$. Импульсы большинства частиц лежат ниже порога регистрации каонов в черенковских счетчиках. В этом случае можно исключить только пионную гипотезу, тогда как каонная и протонная гипотезы равновероятны $W_K^{\text{макс}} = 1,5$. И только малая доля треков однозначно идентифицируется как каоны. При анализе в качестве кандидатов в K^\pm -мезоны выбирались частицы с каонным весом $W_K > 1,2$. Это ограничение исключало однозначно идентифицированные пионы и протоны, а также неидентифицированные частицы.

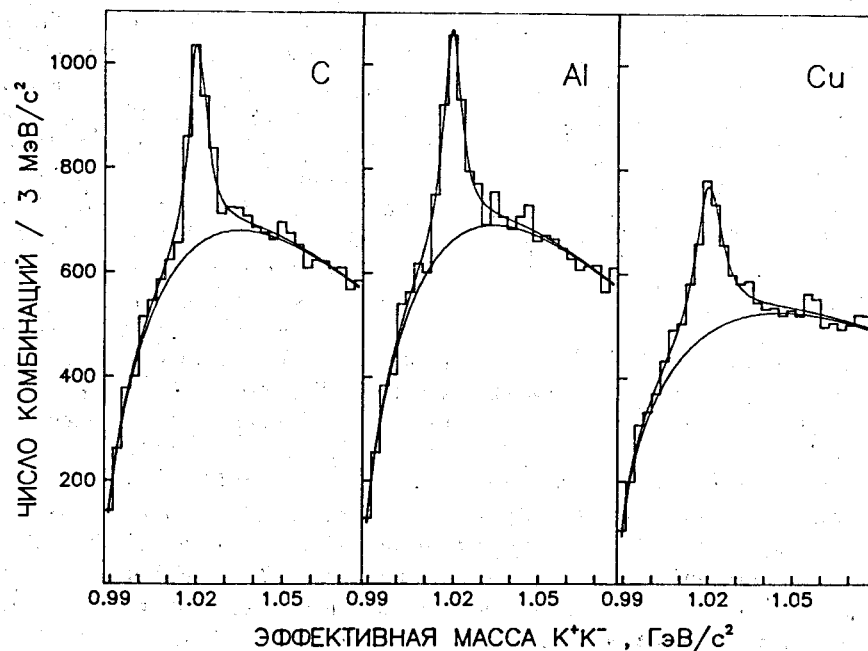
Анализ был основан на статистике $\sim 4 \cdot 10^6$ событий для каждого материала мишени. Примерно в 1,5% событий были выделены кандидаты в пары K^+K^- с эффективной массой меньше $1,08 \text{ ГэВ}/c^2$. При восстановлении событий налагались также ограничения на перпендикулярное к пучку отклонение вершины взаимодействия в пределах радиуса мишени 3 см и на отклонение вдоль оси пучка в пределах 10 см от краев мишени. В табл.3 приведены данные о величине потока нейтронов и количестве событий, удовлетворяющих всем критериям отбора.

Спектры эффективных масс K^+K^- для каждой из трех мишеней представлены на рис.2. Кривые линии показывают результаты аппроксимации функцией Брейта - Вигнера, наложенной на гладкую функцию фона. Фон включает в себя неправильно идентифицированные K^+K^- -пары, а также реально рожденные пары K^+K^- , не являющиеся продуктами распада резонанса. Количество наблюдаемых ϕ -мезонов для каждой мишени приведено в табл.3. Также показаны величины фона под резонансом.

Таблица 3

Потоки нейтронов и количество событий

	C	Al	Cu
Поток нейтронов/ 10^{10}	1,51	1,51	1,24
Число триггеров/ 10^6	3,9	4,1	3,8
Число K^+K^- -событий	19700	19340	15570
Статистика ϕ	1190 ± 80	1320 ± 85	1220 ± 85
Величина фона	4280 ± 80	4360 ± 85	3350 ± 85

Рис.2. Спектры эффективных масс K^+K^- для событий на углеродной, алюминиевой и медной мишенях.

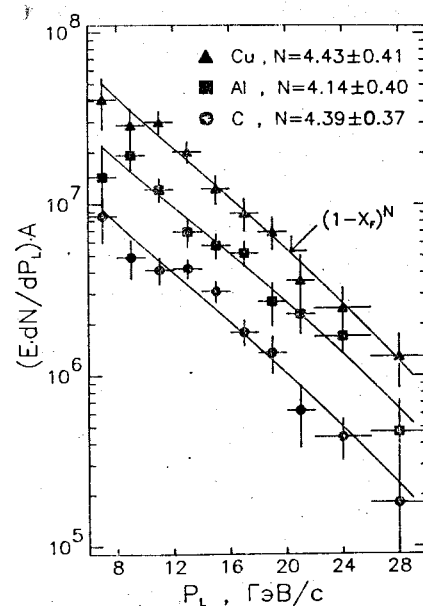
При анализе A -зависимости использовались отношения сечений рождения ϕ -мезонов на каждой мишени к сечению на углероде, полученные из следующей формулы:

$$R = \sigma(A)/\sigma(C) = \frac{N_{\phi}(A) \cdot A \cdot T(C) \cdot M_n(C)}{N_{\phi}(C) \cdot C \cdot T(A) \cdot M_n(A)}$$

где A и C - атомные веса мишеней, N_{ϕ} - количество наблюдаемых ϕ -мезонов, T - толщины мишеней, M_n - потоки нейтронов.

Отношение R может быть получено с меньшей систематической погрешностью, чем сами значения сечений, так как коррекции на геометрическую и триггерную эффективность регистрации событий, а также на эффективность восстановления событий и идентификации частиц не зависят от материала мишени и в отношении компенсируются. Кроме этого, отношение нейтронных потоков известно значительно лучше, чем их абсолютные значения. Из сравнения различных способов вычисления потоков пучка получена оценка систематической ошибки их отношения в пределах 3%, тогда как абсолютные величины потоков имеют ошибки $\approx 30\%$. При определении погрешности величины отношения сечений принимались во внимание статистические ошибки сигналов ϕ -мезонов и систематическая ошибка отношений потоков нейтронов. Вычисленные таким образом отношения сечений составили $\sigma(Al)/\sigma(C) = 1,91 \pm 0,21$, $\sigma(Cu)/\sigma(C) = 3,85 \pm 0,40$.

Восстановленные спектры продольных импульсов ϕ -мезонов для каждой мишени представлены на рис.3. Кривые линии показывают результаты параметризации спектров степенной функцией $(1-x_F)^N$. Полученные значения показателей N , также приведенные на рис.3, согласуются в пределах ошибок. Из этого можно сделать вывод, что приближение скейлинга по фейнмановской переменной x_F не зависит от типа ядра мишени. В спектрах по p_T^2 также не наблюдается существенных различий, что позволяет сделать вывод о приблизительно одинаковом в пределах ошибок измерений поглощении продуктов распада ϕ -мезонов в разных материалах мишени.



На рис.4 представлены отношения сечений рождения ϕ -мезонов к сечению на углероде в зависимости от величины атомного

Рис.3. Восстановленные инвариантные спектры ϕ -мезонов по продольному импульсу для событий на углеродной, алюминиевой и медной мишенях. Сплошные линии показывают аппроксимацию спектров функцией $(1-x_F)^N$.

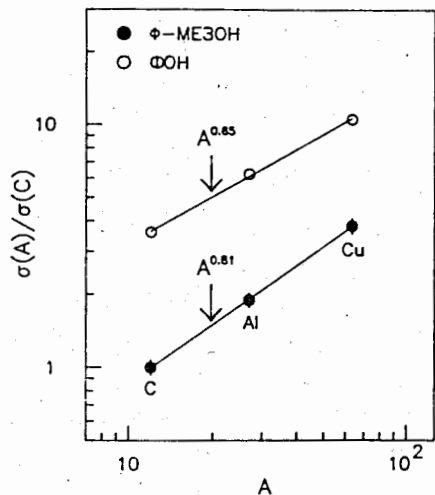


Рис.4. Отношение сечений рождения на ядрах к сечению на угле-роде для ϕ -мезонов и фоновых событий. Сплошные линии показывают аппроксимацию данных степенной зависимостью A^α .

веса мишени A . Используя параметризацию A^α для отношений сечений, получаем значения показателя $\alpha = 0,81 \pm 0,06$ в кинематической области $p_L > 6$ ГэВ/с и $p_T < 1$ ГэВ/с. Сравнение отношений сечений $\sigma(\text{Cu})/\sigma(\text{Al})$ и $\sigma(\text{Al})/\sigma(\text{C})$ показывает, что

в пределах ошибок измерений величина показателя α не уменьшается с ростом атомного веса ядра A . Соответствующие отношения для фона также показаны на рис.4. В рамках той же параметризации получено значение $\alpha = 0,65 \pm 0,03$, что существенно меньше показателя α для ϕ -мезонов и согласуется с данными по рождению π^\pm, K^\pm, p на ядрах^{/7/}.

На рис.5 представлена величина α как функция продольного p_L и поперечного p_T импульсов ϕ -мезонов. Из рисунка видно, что показатель α существенно не меняется в пределах кинематической области $p_L > 6$ ГэВ/с и $p_T < 1$ ГэВ/с. Нижний предел по p_L с учетом энергетического спектра нейтронного пучка соответствует значению $x_F = 0$.

Группой ACCMOR получена величина $\alpha = 0,86 \pm 0,02$ из данных по рождению ϕ -мезонов в протонном пучке на ядрах бериллия и тантала^{/2/}. В кинематической области $0 < x_F < 0,3$ ими также не наблюдается сильного изме-

Рис.5. Зависимость показателя α от продольного p_L и поперечного p_T импульсов ϕ -мезонов.

нения α от фейнмановской переменной x_F . Хотя наши данные соответствуют полной передней области $x_F > 0$, имеется согласие в пределах ошибок с данными группы ACCMOR.

Параметризация ядерных сечений в виде $\sigma(A) = \sigma_0 \cdot A^\alpha$ дает обычно величину σ_0 , которая значительно больше сечения на водороде $\sigma(A=1)$ ^{/7/}. Поэтому значения α , полученные путем сравнения с сечением на водороде, систематически отличаются от результатов измерений только на ядерных мишенях. Величина $\alpha = 0,96 \pm 0,04$ из данных по рождению ϕ -мезонов протонами на бериллии и водороде в области $0,11 < x_F < 0,24$ ^{/8/} существенно превышает показатель α , полученный в описанных выше экспериментах на ядрах, что является следствием разницы между σ_0 и $\sigma(A=1)$.

Для большинства частиц показатель α падает с ростом x_F ^{/7/}. На рис.6 представлена величина α в зависимости от среднего значения x_F зарегистрированных ϕ -мезонов в экспериментах на протонном и нейтронном пучках. Здесь также имеется указание на уменьшение α с увеличением x_F . Однако эти данные охватывают узкую область по x_F , что наряду с ограниченной статистической и систематической точностью не позволяет сделать однозначный вывод. Кривая линия на рис.6 представляет параметризацию параболической функцией величины α для рождения π^\pm и K^\pm в протон-ядерных взаимодействиях^{/7/}. Сравнение этих данных с результатами, полученными для ϕ -мезона и J/Ψ ($\alpha \approx 0,97$)^{/8/}, указывает на существенный рост величины показателя α с увеличением массы кварков, входящих в состав адрона.

Для оценки величины сечения поглощения ϕ -мезонов ядром по данным об A -зависимости сечения их образования была исполь-

зована модель длины формирования адронов^{/9/}. В данной модели предполагается, что в результате взаимодействия частицы пучка с нуклоном ядра возникает промежуточное состояние, из которого на протяжении длины формирования λ образуется

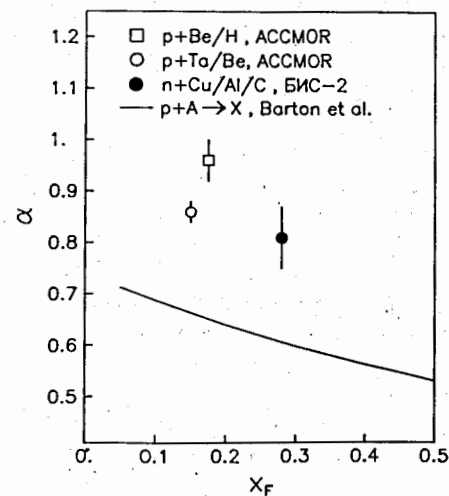


Рис.6. Зависимость показателя α от среднего значения x_F зарегистрированных ϕ -мезонов в экспериментах на протонном и нейтронном пучках. Сплошная линия описывает зависимость $\alpha(x_F)$ для π^\pm и K^\pm ^{/7/}.

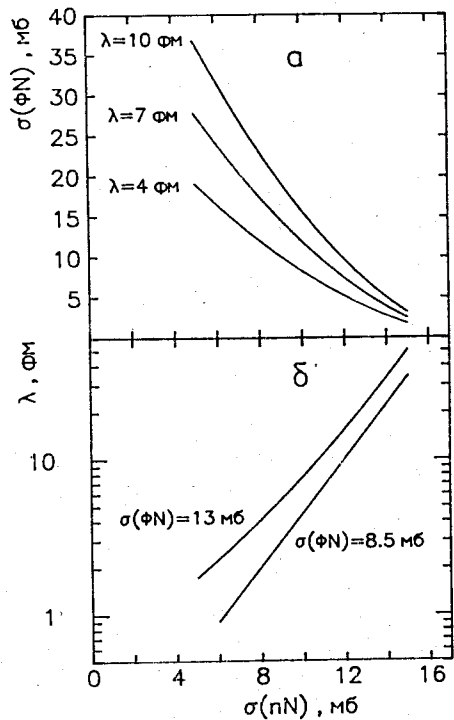


Рис. 7. Предсказания модели длины формирования адронов^{/9/} для зависимости: а - сечения поглощения ϕ -мезонов нуклонами ядра $\sigma(\phi + N)$ и б - длины формирования ϕ -мезонов λ от сечения поглощения начального состояния $\sigma(p + N)$. Кривые получены модельной аппроксимацией экспериментальных отношений сечений рождения ϕ -мезонов на ядрах $\sigma(Al)/\sigma(C)$ и $\sigma(Cu)/\sigma(C)$.

конечный адрон. Поглощение начального, промежуточного и конечного состояний нуклонами ядра характеризуется соответствующими сечениями поглощения. В данном анализе пренебрегалось поглощением промежуточного состояния в соответствии с партонной моделью^{/10/} и моделью цветной струны^{/11/}. В нашей кинематической области обе модели предсказывают значение длины формирования ~ 7 фм.

Используя измеренные отношения сечений образования ϕ -мезонов на ядрах, можно вычислить сечение поглощения ϕ -мезонов нуклонами ядра $\sigma(\phi + N)$ в зависимости от сечения поглощения начального состояния $\sigma(p + N)$. Как видно из рис. 7а, величина $\sigma(\phi + N)$ быстро падает с ростом $\sigma(p + N)$. Для иллюстрации влияния длины формирования λ на величину $\sigma(\phi + N)$ были сделаны вычисления при $\lambda = 4, 7$ и 10 фм. Модель предсказывает меньшее значение $\sigma(\phi + N)$ для малой длины формирования. Другие эксперименты дают величины $\sigma(\phi + N) = /8,8 \pm 2,2/$ мб из анализа рождения ϕ в π^+p -ядерных взаимодействиях^{/12/} и $\sigma(\phi + N) = /8,3 \pm 0,5/$ мб из данных по фоторождению ϕ на ядрах^{/12/}. Модель дает близкие величины $\sigma(\phi + N)$, если предположить сечение поглощения начального состояния $\sigma(p + N) \approx 12$ мб. Это составляет примерно половину экспериментального значения $\sigma(p + N)$ ^{/13/}. Отсюда можно сделать вывод, что поглощение начального нейтрона ядром не сильно уменьшает вероятность рождения ϕ -мезона.

Зависимость полученной в модели длины формирования λ от величины сечения поглощения нейтронов при фиксированных значе-

ниях $\sigma(\phi + N)$ показана на рис. 7б. Величина $\sigma(\phi + N) = 8,5$ мб близка к описанным выше экспериментальным данным^{/2, 12/}, тогда как $\sigma(\phi + N) = 13$ мб соответствует предсказаниям аддитивной кварковой модели^{/14/}. В результате с ростом $\sigma(p + N)$ модель дает большие значения длины формирования. Использование экспериментальных данных по $\sigma(p + N)$ требует очень большой величины λ для описания λ -зависимости рождения ϕ -мезонов. В этом случае ϕ -мезоны в основном должны формироваться вне ядра и их эффективное поглощение нуклонами мало.

Описанные выше эксперименты показывают, что $\sigma(\phi + N)$ существенно меньше величин, полученных для π^\pm и K^\pm ^{/13/}, но больше значения $\sigma(J/\Psi + N) = /2,2 \pm 0,7/$ мб, вычисленного из данных по рождению J/Ψ в протон-ядерных взаимодействиях^{/8/}.

В заключение можно сделать вывод, что эффективный радиус адрон-ядерного взаимодействия уменьшается для адронов, состоящих из более тяжелых кварков. Данные по рождению ϕ -мезонов на ядрах, полученные в нашем эксперименте, хорошо согласуются с этой тенденцией.

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, Г.Г.Тахтамышеву за участие в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ, Д1-89-345, Дубна, 1989.
2. Bailey R. et al. - Z.Phys.C, 1984, v.22, p.125.
3. Daum C. et al. - Z.Phys.C, 1983, v.18, p.1.
4. Binkley M. et al. - Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, p.571; Branson J. et al. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, p.1334.
5. Алеев А.Н. и др. - ОИЯИ, P1-89-854, Дубна, 1989.
6. Гуськов Б.Н. и др. - ОИЯИ, P1-86-248, Дубна, 1986.
7. Denisov S.P. et al. - Nucl.Phys., 1973, v.861, p.62; Barton D.S. et al. - Phys. Rev., 1983, v.D27, p.2580; Abreu M.G. et al. - Z.Phys.C, 1984, v.25, p.115.
8. Badier J. et al. - Z.Phys.C, 1983, v.20, p.101.
9. Bialas A. - Z.Phys. C, 1984, v.26, p.301; Novak M., Nemcik J. - Czech. J. Phys., 1988, v.B38, p.267.
10. Николаев Н.Н. - УФН, 1981, т.134, с.369.
11. Casher A. et al. - Phys. Rev., 1979, v.D20, p.179.
12. Behrend H. et al. - Phys. Lett., 1975, v.B56, p.408.
13. Total Cross-Sections for Reactions of High Energy Particles - Landolt-Bornstein, New Series, 1987, v.12A,12B.

14. Kokkedee J. - The quark model, New York, Benjamin 1969;
Simak V., Varva J. - Czech. J. Phys., 1984, v. B34, p.635.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 марта 1990 года.