

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ - ОНФ -- 88-101

И Ф В Э 88-101
ОНФ (СЕРП-Е-114)

Д.М.Свердлов

АНАЛИЗ ИНКЛУЗИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
ПРЯМЫХ МЭОНОВ В pFe-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ 70 ГэВ

Направлено в ЯФ

Серпухов 1988

Аннотация

Свиридов Ю.М. Анализ инклюзивного образования прямых мюонов в pFe-взаимодействиях при энергии 70 ГэВ: Препринт ИФВЭ 88-101. - Серпухов, 1988. - 16 с., 6 рис., 2 табл., библиогр.: 19.

ref { В работе проведен анализ инклюзивного выхода прямых мюонов в эксперименте с полным поглощением протонного пучка. На основе этого анализа получены оценки сечения образования очарованных частиц в pFe-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ в рамках различных модельных предположений.

Abstract

Sviridov Yu.M. Analysis of Inclusive Prompt Muon Production in pFe-Interactions at 70 GeV: IHEP Preprint 88-101. - Serpukhov, 1988. - p. 16. figs. 6, tables 2, refs.: 19.

ref { The analysis of inclusive ^{prompt} muon production in the proton beam-dump experiment is performed. On the basis of this analysis the model-dependent estimates of the cross-section for charmed particles production in pFe-collisions at $\sqrt{s} = 11,5$ GeV are obtained.

Исследование образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях, в частности с целью получения энергетической зависимости сечения, до сих пор является актуальной задачей. В настоящей работе сделана попытка получить оценку сечения и дифференциальных характеристик образования очарованных частиц в $p\text{Fe}$ -взаимодействиях при энергии протонов 70 ГэВ, основываясь на данных по инклюзивным выходам прямых мюонов в эксперименте с полным поглощением протонного пучка /1/. В отличие от предыдущих работ /2-4/ в настоящем анализе применена более последовательная методика обработки экспериментальных данных и более тщательно проанализирован вклад прямых мюонных пар в инклюзивные выходы прямых мюонов.

Работа построена следующим образом. В разделе I описана методика получения инклюзивных выходов прямых мюонов, в разделе 2 проведен анализ вклада прямых мюонных пар и получена оценка выходов одиночных прямых мюонов. Исходя из этого в разделе 3 получены оценки характеристик образования очарованных частиц. В четвертом разделе обсуждаются полученные результаты.

Эксперимент был выполнен на нейтринном канале ускорителя ИФВЭ (схема эксперимента приведена на рис.1). Для поглощения протонного пучка использовались (поочередно) три стальные мишени разной геометрии - М1, М2, М3. Геометрия мишеней определяет их эффективную плотность ρ_1 или длину пробега адронов до поглощения $l_1 \sim 1/\rho_1$. Толщина мишеней составляла соответственно 190, 90 и 36 см стали. Образующиеся при поглощении протонного пучка мюонные потоки измерялись в нескольких поперечных разрезах стального фильтра в области $(4,6 \leq z_1 \leq 22,5)$ м и $r \leq 70$ см, где z_1 - толщина стали от начала фильтра до $z_1\text{-Fe}$ разреза и r = радиус относительно оси протонного пучка. Измерения распределения плотности потока мюонов выполнены системой ионизационных камер; полные потоки в области $r \leq 70$ см $N_1(z_1)$, $N_2(z_1)$, $N_3(z_1)$ определены

численным интегрированием измеренных распределений и отнормированы на один падающий протон.

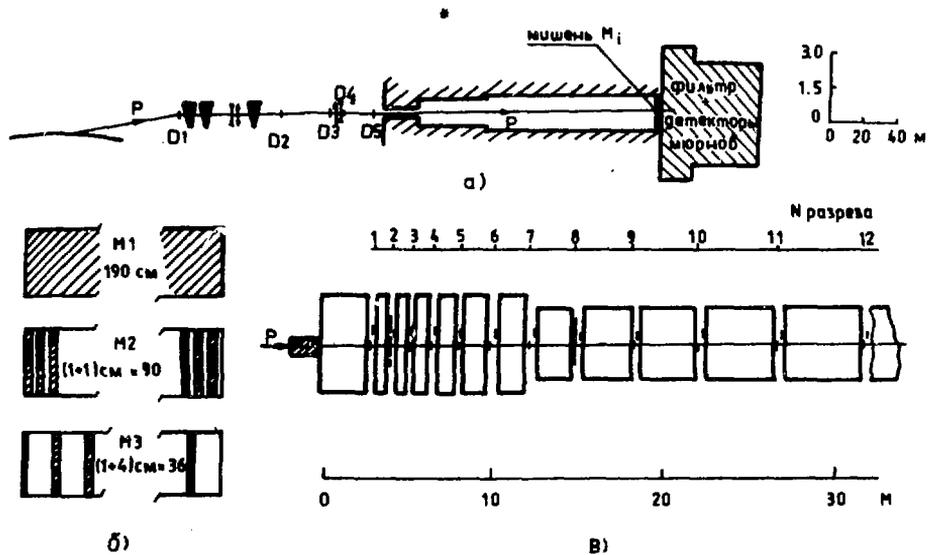


Рис. I. Схема эксперимента: а) — общая схема канала; б) — мишень-поглотители; в) — установка для измерения выходов мюонов.

I. ИНКЛУЗИВНЫЕ ВЫХОДЫ ПРЯМЫХ МЮОНОВ

Принципиальная схема обработки данных эксперимента с полным поглощением протонного пучка хорошо известна. Если выходы мюонов с разных мишеней N_1 , N_2 , N_3 измерены для одной и той же области фазового пространства, справедливы соотношения

$$N_1 = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + N_1_{\text{расп}} = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + (\rho_1/\rho_1)N_1_{\text{расп}},$$

$$N_2 = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + N_2_{\text{расп}} = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + (\rho_1/\rho_2)N_1_{\text{расп}},$$

$$N_3 = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + N_3_{\text{расп}} = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + (\rho_1/\rho_3)N_1_{\text{расп}},$$

или в общем виде

$$N = a_1 + a_2(\rho_1/\rho_1). \quad (2)$$

Здесь $N_{\text{расп}}$ — выходы мюонов от распадов долгоживущих частиц, в основном пионов и каонов, $N_{\text{пр}}$ — искомые выходы прямых мюонов, N_{Φ} — фоновый поток мюонов, величина которого не зависит от плотности мишени. Линейная экстраполяция измеренной зависимости (2) к значению $(\rho_1/\rho_1) = 0$ определяет инклюзивный выход прямых мюонов.

Реально в условиях эксперимента потоки с разных мишеней, измеренные в одном разрезе, относятся к разным областям фазового пространства мюонов, так как толщина мишеней различна и, следовательно, различна пороговая энергия регистрации мюонов в данном разрезе. Кроме того, толщина мишеней М2 и особенно М3 недостаточна для полного поглощения адронного каскада. Это существенно осложняет определение эффективной плотности этих мишеней.

В настоящей работе для учета указанных особенностей постановки применен метод возможно более полного моделирования эксперимента, т.е. расчета для всех трех мишеней ожидаемых потоков мюонов N_1' , N_2' , N_3' от распадов пионов и каонов.

Расчеты основаны на параметризации экспериментальных данных^{/5/} об инклюзивных выходах π^\pm -, K^\pm -мезонов в рА-взаимодействиях при энергии протонов 69 ГэВ. Первоначальная корректировка спектра мезонов для учета эффектов толстой мишени осуществлялась сравнением расчетных потоков $N_3'(z_j)$ для мишени М3 с экспериментальными - $N_3(z_j)$ (в случае мишени М3 относительный вклад в полный поток прямых и фоновых мюонов, очевидно, менее существенен).

В расчетах детально учитывалась геометрия мишеней, продольное развитие адронного каскада в мишенях и фильтре, ионизационные потери, многократное рассеяние и страгглинг мюонов.

Введение поправок на различное количество вещества в мишенях эффективно эквивалентно интерполяции измеренных в разрезах на глубине z_j потоков с мишеней М2 и М3 в координаты $(z_j + \Delta z')$, $(z_j + \Delta z'')$, где $\Delta z'$, $\Delta z''$ учитывают как разницу в толщине мишеней, так и распределенный характер источника мюонов. Значения $\Delta z'$, $\Delta z''$ для каждого разреза определяются требованием равенства пороговой энергии регистрации мюонов с мишени М1 в j-ом разрезе на глубине $z = z_j + 1,9$ м и с мишеней М2, М3 в точках $(z_j + \Delta z')$, $(z_j + \Delta z'')$. Поправочные коэффициенты для экспериментальных потоков k_2 , k_3 определяются при этом в каждом разрезе как

$$\begin{aligned} k_2 &= N_2'(z_j)/N_2'(z_j + \Delta z'), \\ k_3 &= N_3'(z_j)/N_3'(z_j + \Delta z'). \end{aligned} \quad (3)$$

Эти коэффициенты составили: k_2 - от $1,60 \pm 0,03$ до $1,36 \pm 0,05$, k_3 - от $2,25 \pm 0,05$ до $1,78 \pm 0,07$. Таким образом, потокам $n_1(z)$ с мишени М1 соответствуют для мишеней М2 и М3 потоки

$$\begin{aligned} N_2(z) &= N_2(z_j)/k_2, \\ N_3(z) &= N_3(z_j)/k_3. \end{aligned} \quad (4)$$

Обозначения $N_2(z)$, $N_3(z)$ введены для упрощения записи. Как сказано выше, эти потоки следовало бы записывать в виде $N_2(z_j + \Delta z')$, $N_3(z_j + \Delta z'')$. Такое же упрощение записи будет использоваться и для расчетных потоков.

Расчетные отношения $R_2'(z) = N_2'(z)/N_1'(z)$, $R_3'(z) = N_3'(z)/N_1'(z)$ определяют искомые величины ρ_1/ρ_2 , ρ_1/ρ_3 индивидуально для каждого разреза. Эти отношения оказались существенно зависящими от z . В области измерений $6,6 \leq z \leq 24,4$ м отношение $R_2'(z)$ растет от 1,84 до 2,00, а отношение $R_3'(z)$ — от 3,00 до 3,75. Статистическая погрешность расчета этих отношений равна 1-2%.

Фактически обработку удобнее проводить не для абсолютных значений потоков $N_1(z)$, $N_2(z)$, $N_3(z)$, а для их отношений

$$\begin{aligned} R_2(z) &= N_2(z)/N_1(z) = (N_{\text{пр}} + N_{\Phi})/N_1 + R_2' \cdot N_{\text{расп}}/N_1, \\ R_3(z) &= N_3(z)/N_1(z) = (N_{\text{пр}} + N_{\Phi})/N_1 + R_3' \cdot N_{\text{расп}}/N_1, \\ R_1(z) &= 1. \end{aligned} \quad (5)$$

Из выражений (5) видно, что для этих величин также справедлива обычная методика определения прямых мюонов: экстраполяция зависимости

$$R = a + b \cdot R' \quad (6)$$

к значению $R' = 0$ определяет выходы прямых мюонов и мюонов от распадов пионов и каонов в виде

$$\begin{aligned} N_{\text{пр}}(z) &= a(z) \cdot N_1(z) - N_{\Phi}(z), \\ N_{\text{расп}}(z) &= b(z) \cdot N_1(z). \end{aligned} \quad (7)$$

Погрешность отношений $R_2(z)$, $R_3(z)$ в основном связана с необходимостью введения рассмотренных выше поправок и составила от 2 до 4%.

Исходные величины потоков с разных мишеней N_1 , N_2 , N_3 и результаты определения инклюзивных выходов прямых мюонов сведены в табл. I и на рис. 2. В таблице указаны только случайные ошибки, которые независимы для разных значений z . Ошибки параметра $a(z)$ вычисляются в процессе фитирования зависимости (6) и составили от 6 до 9%. Случайные ошибки потоков $N_1(z)$ определяются

Таблица 1. Экспериментальные потоки мюонов N1, N2, N3 с мишеней M1, M2, M3 и результаты определения интегральных выходов прямых мюонов. Единицы измерения - мюон/протон

z, M	N3	N2	N1	a	aN1	N $\bar{\nu}$	N ν
6,55	$3,75 \cdot 10^{-4}$	$2,40 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	$0,253 \pm 0,023$	$(3,72 \pm 0,30) \cdot 10^{-5}$	$(0,17 \pm 0,04) \cdot 10^{-5}$	$(3,55 \pm 0,30) \cdot 10^{-5}$
7,55	$2,30 \cdot 10^{-4}$	$1,45 \cdot 10^{-4}$	$8,86 \cdot 10^{-5}$	$0,265 \pm 0,020$	$(2,35 \pm 0,18) \cdot 10^{-5}$	$(0,13 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$	$(2,22 \pm 0,18) \cdot 10^{-5}$
10,3	$5,80 \cdot 10^{-5}$	$4,00 \cdot 10^{-5}$	$2,39 \cdot 10^{-5}$	$0,313 \pm 0,022$	$(7,48 \pm 0,55) \cdot 10^{-6}$	$(0,70 \pm 0,18) \cdot 10^{-6}$	$(6,78 \pm 0,58) \cdot 10^{-6}$
12,2	$2,60 \cdot 10^{-5}$	$1,65 \cdot 10^{-5}$	$1,04 \cdot 10^{-5}$	$0,325 \pm 0,022$	$(3,38 \pm 0,24) \cdot 10^{-6}$	$(0,47 \pm 0,12) \cdot 10^{-6}$	$(2,91 \pm 0,27) \cdot 10^{-6}$
14,5	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$6,60 \cdot 10^{-6}$	$4,21 \cdot 10^{-6}$	$0,361 \pm 0,025$	$(1,37 \pm 0,10) \cdot 10^{-6}$	$(0,27 \pm 0,07) \cdot 10^{-6}$	$(1,10 \pm 0,12) \cdot 10^{-6}$
20,5	$1,05 \cdot 10^{-6}$	$7,00 \cdot 10^{-7}$	$4,42 \cdot 10^{-7}$	$0,459 \pm 0,028$	$(2,03 \pm 0,17) \cdot 10^{-7}$	$(0,51 \pm 0,13) \cdot 10^{-7}$	$(1,52 \pm 0,21) \cdot 10^{-7}$
24,4	$2,32 \cdot 10^{-7}$	$1,60 \cdot 10^{-7}$	$1,02 \cdot 10^{-7}$	$0,509 \pm 0,047$	$(5,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-8}$	$(1,40 \pm 0,35) \cdot 10^{-8}$	$(3,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-8}$

методикой калибровки детекторов и погрешностью численного интегрирования распределения плотности потока мюонов. В сумме эти ошибки составили от 1 до 5,5%, на глубине $z = 24,4$ м суммарная ошибка равна $\approx 20\%$.

В восьмой колонке табл. I приведены оценки потоков фоновых мюонов. Их источником является взаимодействие протонов с веществом вспомогательных мониторов интенсивности протонного пучка D2-D5 (рис. I). Величины $N_{\Phi}(z)$ получены с использованием результатов измерений распределения мюонов при облучении стандартной нейтринной мишени без фокусировки вторичных частиц, с учетом геометрии расположения D-мониторов и нейтринной мишени относительно фильтра. Неопределенность этой оценки $\approx 25\%$.

Результирующая случайная ошибка инклюзивных потоков прямых мюонов $N_{\text{пр}}(z)$ (девятая колонка табл. I и рис. 2) составила от 8 до 32%. Систематическая неопределенность величин $N_{\text{пр}}(z)$, общая для всех разрезов, определяется точностью абсолютной калибровки детектора интенсивности протонного пучка и ионизационных камер и составляет 5%.

Из выражений (6) и (7) видно, что параллельно с определением выходов прямых мюонов определяются также для каждой из трех мишеней потоки мюонов от распадов пионов и каонов $N_{1\text{расп}}(z)$, $N_{2\text{расп}}(z)$, $N_{3\text{расп}}(z)$. Исходный спектр мезонов был далее скорректирован с тем, чтобы расчетный поток $N_1'(z)$ повторял форму $N_{1\text{расп}}(z)$. Отношение $N_{1\text{расп}}/N_3$ изменяется от 0,29 до 0,22, причем в наиболее интересном интервале $6,6 < z < 14,5$ м это изменение еще менее значительно - от 0,29 до 0,27. Корректировка спектра мезонов для учета таких незначительных изменений формы мюонных потоков не сказывается на значениях поправочных коэффициентов k_2 , k_3 и расчетных отношений $R_2'(z)$, $R_3'(z)$ в пределах их погрешностей и, таким образом, не влияет на конечные результаты, полученные выше. Кроме того, оказалось возможным одновременно описать форму потоков $N_{1\text{расп}}(z)$, $N_{2\text{расп}}(z)$ и $N_{3\text{расп}}(z)$ с точностью до единого множителя, не зависящего от z и определяющего общую нормировку расчетных потоков. Это обстоятельство доказывает, что расчет верно воспроизводит деформацию спектров мюонов с мишеней M2 и M3 по сравнению с мишенью M1, обусловленную недостаточной толщиной мишеней M2 и M3.

Приведенные в табл. I величины $N_{\text{пр}}(z)$ в пределах ошибок согласуются со значениями, на которых основывались выводы работы^{4/}.

В то же время использование нового метода обработки данных привело к увеличению на 7-10% выходов прямых мюонов при $z < 10$ м и уменьшению на величину до 15-20% при больших значениях z .

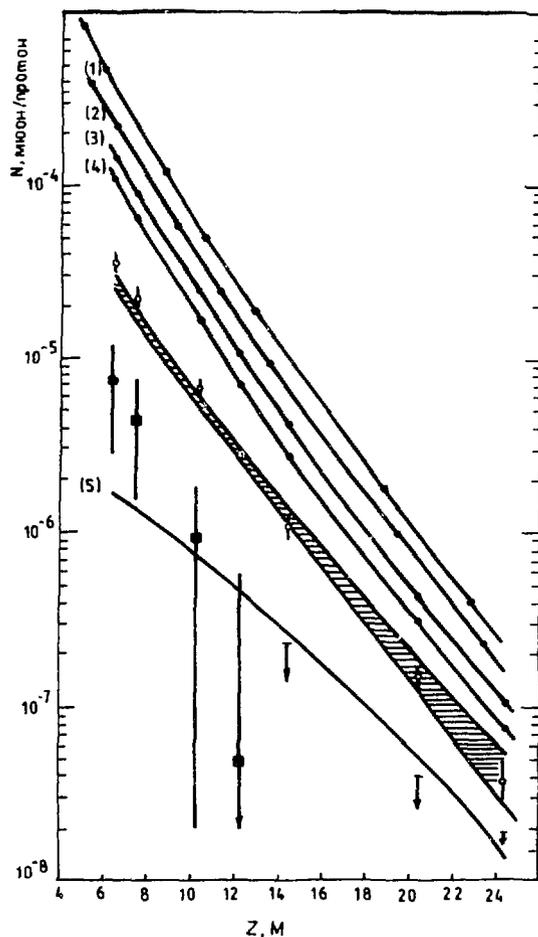


Рис. 2. Сводка экспериментальных данных и результатов анализа. Кривые 1-3 - экспериментальные потоки N_3 , N_2 , N_1 ; 4 - потоки мюонов от распадов долгоживущих частиц $N_{расп}(z)$; 5 - потоки фоновых мюонов. Кривые 1-4 проведены по точкам от руки. Точки \circ - инклюзивные потоки прямых мюонов $N_{пр}(z)$; \blacksquare - потоки одиночных прямых мюонов $N_{од}(z)$. Заштрихованной полосой показан вклад мюонных пар; ширина полосы равна двум стандартным отклонениям расчетных величин $N_{пар}(z)$.

2. АНАЛИЗ ВКЛАДА ДИМЮОНОВ В ИНКЛЮЗИВНЫЕ ВЫХОДЫ ПРЯМЫХ МЮОНОВ

Как известно, одним из источников прямых мюонов в инклюзивных экспериментах являются процессы образования мюонных пар адронами. Поэтому значимость заключения о наличии или отсутствии избытка прямых мюонов решающим образом зависит от достоверности расчета вклада в эти выходы мюонных пар.

В работе^{/4/} была предложена методика расчета вклада димюонов в выходы прямых мюонов в реальных условиях эксперимента. Метод опирается на два основных предположения:

(I) Для образования мюонных пар с массой $M_{\mu\mu} \ll 1$ ГэВ/с² в пучках протонов и мезонов справедлива гипотеза Фейнмановского скейлинга.

(II) Зависимость сечения образования димюонов в рА-взаимодействиях от атомного веса мишени А подчиняется универсальному для "мягких" процессов закону

$$d\sigma/dx_F \sim A^{\alpha(x_F)}, \quad (8)$$

справедливого для большинства обычных адронов^{/6/}.

В качестве отправных данных в работе^{/4/} использовались результаты эксперимента^{/7/}, в котором изучалось образование димюонов в рВе- и $\pi^+\text{Ве}$ -взаимодействиях при импульсе 15 ГэВ/с. Учитывались образование мюонных пар первичными протонами, вторичными пионами и каонами и конверсия в $\mu^+\mu^-$ -пару γ -квантов от распадов π^0 -мезонов. Детали расчета описаны в^{/4/}. Обоснование предположений (I) и (II) рассмотрено в работе^{/4/}.

Дополнительным аргументом в пользу возможности использования этих предположений может служить рис.3. На этом рисунке приведены ожидаемые спектры dN/dx_F мюонных пар для взаимодействия протонов с энергией 70 ГэВ на ядрах железа,

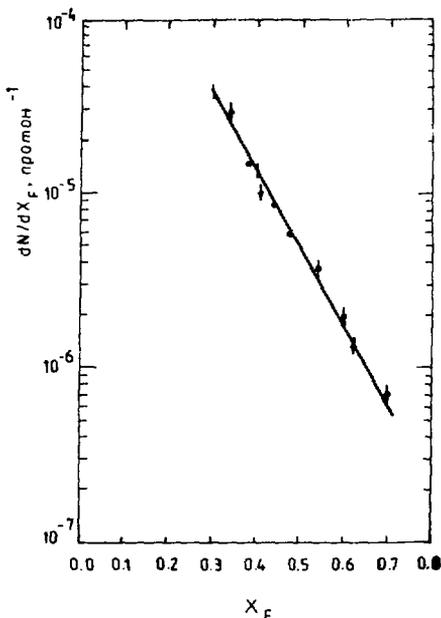


Рис. 3. Спектры пар dN/dx_F , рассчитанные для энергии протонов 70 ГэВ и ядер железа по данным двух экспериментов. Точки — работа^{/8/}, $E_p=28$ ГэВ, мишень — вольфрам; кривая — работа^{/7/}, $E_p=150$ ГэВ, мишень — бериллий.

рассчитанные по данным двух экспериментов: при $E_p = 28$ ГэВ на вольфраме^{/8/} и $E_p = 150$ ГэВ на бериллии^{/7/}. В диапазоне $x_F \approx 0,3$ согласие вполне удовлетворительное; среднее значение отношения результатов расчетов по двум вариантам исходных данных составило $1,01 \pm 0,12$. Подчеркнем, что в обоих экспериментах регистрировались мюонные пары во всем диапазоне масс выше порога, в том числе и пары с массой $\lesssim 0,45$ ГэВ/ c^2 , природа которых не вполне ясна^{/9/}.

Более детально степень применимости предположений (I) и (II) была проанализирована на интервале масс $0,65 \leq M_{\mu\mu} \leq 0,93$ ГэВ/ c^2 , содержащем пик $(\rho-\omega)$ -мезонов и значительно лучше изученном экспериментально. Мюонные потоки в фильтре были рассчитаны, опираясь на результаты ряда независимых экспериментов^{/4/}, выполненных на разных ядрах и при различных энергиях протонов и пионов. Средне-квадратичный разброс расчетных величин потоков мюонов в фильтре составил при этом от 7 до 35% в разных разрезах.

Была также дополнительно проанализирована достоверность расчета процесса образования димюонов вторичными адронами в каскаде, который дает заметный вклад в потоки мюонов на глубинах до 10 м. С этой целью были использованы данные эксперимента^{/10/} по полному поглощению пучка π^- -мезонов в стальной мишени, а также способ имитации каскада, использованный в работе^{/11/}. Результаты, полученные указанными способами, совпали с результатами прямого расчета в пределах пяти процентов.

Анализ, проведенный в^{/4/} и в настоящей работе, позволяет заключить, что неопределенность расчетного вклада димюонов в инклюзивные выходы прямых мюонов в условиях эксперимента не превышает 12% при малых z и возрастает до $\approx 35\%$ на больших глубинах в фильтре:

Результаты расчета вклада димюонов $N_{\text{пар}}(z)$ показаны на рис.2 и приведены в табл.2 в сравнении с инклюзивными выходами $N_{\text{пр}}(z)$. В этой же таблице приведен также вклад в формирование потоков прямых мюонов процесса полуплеетонного распада K_S^0 -мезонов; распады гиперонов гораздо менее существенны.

Как видно из рис.2 и табл.2, при значениях $z \gtrsim 12$ м измеренные инклюзивные выходы прямых мюонов могут быть в пределах точности эксперимента и расчета полностью объяснены процессами образования мюонных пар. В то же время в интервале $6 \leq z \leq 10$ м наблюдается некоторый избыток прямых мюонов $N_{\text{од}}(z)$; максимальная величина его составляет $(22 \pm 14)\%$ от инклюзивного выхода (табл.2).

Таблица 2. Сводка результатов анализа вклада димеонов и распадов K_S^0 -мезонов в инклюзивные выходы прямых мюонов. Единицы измерения - мюон/протон

z, μ	$\langle x_F \rangle$	$N_{пр}$	$N_{пар}$	$N(K_S^0)$	$N_{од}$
6,55	0,16	$(3,55 \pm 0,30 \pm 0,18) \cdot 10^{-5}$	$(2,77 \pm 0,30) \cdot 10^{-5}$	$(1,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-7}$	$(7,7 \pm 4,2 \pm 1,8) \cdot 10^{-6}$
7,55	0,18	$(2,22 \pm 0,18 \pm 0,11) \cdot 10^{-5}$	$(1,75 \pm 0,21) \cdot 10^{-5}$	$(0,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$	$(4,6 \pm 2,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-6}$
10,3	0,26	$(6,78 \pm 0,58 \pm 0,34) \cdot 10^{-6}$	$(5,82 \pm 0,58) \cdot 10^{-6}$	$(0,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,0 \pm 0,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$
12,2	0,31	$(2,91 \pm 0,27 \pm 0,15) \cdot 10^{-6}$	$(2,86 \pm 0,40) \cdot 10^{-6}$	-	$(0,1 \pm 0,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$
14,5	0,36	$(1,10 \pm 0,12 \pm 0,06) \cdot 10^{-6}$	$(1,36 \pm 0,20) \cdot 10^{-6}$	-	$(-0,3 \pm 0,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$
20,5	0,51	$(1,52 \pm 0,21 \pm 0,08) \cdot 10^{-7}$	$(1,61 \pm 0,37) \cdot 10^{-7}$	-	$(-0,1 \pm 0,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$
24,4	0,60	$(3,8 \pm 1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$	$(4,2 \pm 1,5) \cdot 10^{-8}$	-	$(-0,4 \pm 1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$

3. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Наличие избытка прямых мюонов $N_{\text{од}}(z)$ естественно связать с образованием и полулептонным распадом очарованных частиц. Общепринятым при обработке результатов экспериментов по инклюзивному образованию очарованных частиц является эмпирический подход. Инвариантное сечение образования частиц с записывается в виде

$$E_c d\sigma_c/d^3p_c \sim (1-|x_F|)^n \exp(-br_1^2). \quad (9)$$

Согласно ряду экспериментов параметр $b \approx 1$ (ГэВ/с) $^{-2}$.

В дальнейшем будут рассмотрены два варианта:

1-й вариант. Образование только $D\bar{D}$ -пар; оценивается величина сечения $\sigma_{\text{полн}}(D\bar{D})$ и параметр n .

2-й вариант. Рассматривается процесс

$$c\bar{c} = w(\Lambda_c^+)(\Lambda_c^+\bar{D}) + (1-w(\Lambda_c^+))(D\bar{D}), \quad (10)$$

где $w(\Lambda_c^+)$ — относительный выход $\Lambda_c^+\bar{D}$ -пар. В этом случае величины n фиксированы, и анализируются допустимые значения $\sigma_{\text{полн}}(c\bar{c})$ и $w(\Lambda_c^+)$.

Распад D -мезона рассчитывался как в работе^{/4/}. Рассматривалась суперпозиция двух каналов $D \rightarrow K\mu\nu_\mu$ и $D \rightarrow K^*\mu\nu_\mu$ с относительной вероятностью 60 и 40% соответственно. Усредненная по выходам D^\pm и D^0 -мезонов вероятность их полулептонного распада $V(D)$ получена с использованием результатов недавнего эксперимента^{/12/} по измерению выходов нейтральных и заряженных D -мезонов в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 27,4$ ГэВ и данных таблиц^{/13/}. Она составила

$$V(D) = (11,4 \pm 1,5)\%. \quad (11)$$

Во втором варианте использовались значения $n(\Lambda_c^+) = 1$, $n(\bar{D}) = 3$ для \bar{D} -мезона в паре с Λ_c^+ -барионом и $n(D/\bar{D}) = 7$ для парного рождения $D\bar{D}$ -мезонов. Рассматривались три варианта полулептонного распада Λ_c^+ -бариона.

1. Трехчастичный распад $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0\mu\nu_\mu$; спектр мюона рассчитывался так же, как в работе^{/4/}.

2. Тот же распад, но импульсное распределение мюона пропорционально элементу фазового объема.

3. Четырехчастичный /14/

распад. В этом случае рассматривалась суперпозиция с равными весами каналов $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^0 \Lambda^0 \mu \nu_\mu$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow (K^0)^0 \mu \nu_\mu$. На рис. 4 показана зависимость от глубины в фильтре вероятности регистрации мюона $\epsilon(z)$ для каждого из вариантов распада. Видно, что не только абсолютные значения $\epsilon(z)$ сильно отличаются для разных вариантов распада, но и форма зависимости от z существенно различна. Таким образом, при ограниченности информации о каналах и механизме полулептонного распада очарованного бариона оценки сечения его рождения из данных по прямым мюонам неоднозначны.

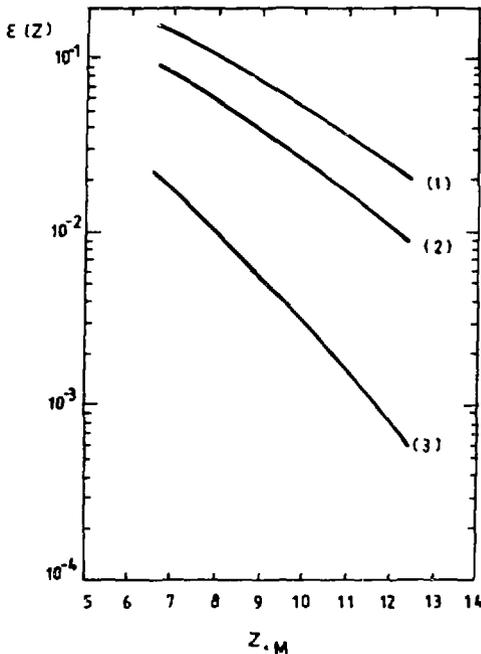


Рис. 4. Зависимость от глубины в фильтре вероятности регистрации $\epsilon(z)$ мюонов от распада Λ_c^+ -бариона в разных вариантах распада (см. текст).

Сечения на нуклон мишени $\sigma_0(D\bar{D})$ и $\sigma_0(c\bar{c})$ получены в предположении, что

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_0 A^{0,75}. \quad (I2)$$

Для линейной зависимости $\sigma_{\text{полн}} \sim A^{1,0}$ приведенные ниже оценки необходимо уменьшить в 2,7 раза.

Результаты определения параметров $\sigma_0(D\bar{D})$ и n приведены на рис. 5а, а на рис. 5б - область допустимых значений параметров $\sigma_0(c\bar{c})$ и $w(\Lambda_c^+)$ для двух крайних вариантов распада Λ_c^+ : кривая 1 - вариант 3, кривая 4 - вариант 1. Сплошные кривые на рис. 5 соответствуют центральным значениям величин $N_{\text{од}}(z)$. Штриховые контуры 2 и 3 относятся соответственно к значениям $(N_{\text{од}} + \sigma(\text{сист}))$ и $(N_{\text{од}} - \sigma(\text{сист}))$, где $\sigma(\text{сист})$ - систематическая неопределенность выходов одиночных прямых мюонов (см. табл. 2). Кривые в каждом случае соответствуют значениям $(\chi_{\text{мин}}^2 + 1)$.

Недостаточное число точек определения и большие ошибки величин $N_{\text{од}}(z)$ не дают возможности более строго зафиксировать значения параметров, характеризующих образование очарованных частиц.

Исходя из слабо выраженных минимумов χ^2 , численно результаты рис.5 можно представить в виде:

1-й вариант:

$$n \approx 5,5; \quad \sigma_0(D\bar{D}) = (30 \pm 12 \pm 8) \text{ мкб.} \quad (I3)$$

2-й вариант:

$w(\Lambda_c^+) \approx 0,25$ для случая 4-частичного распада Λ_c^+ -барииона; оценка сечения составляет

$$\sigma_0(c\bar{c}) = (40 \pm 14 \pm 11) \text{ мкб.} \quad (I4)$$

Для "жесткой" модели распада Λ_c^+ предпочтительно значение $w(\Lambda_c^+) = 0$.

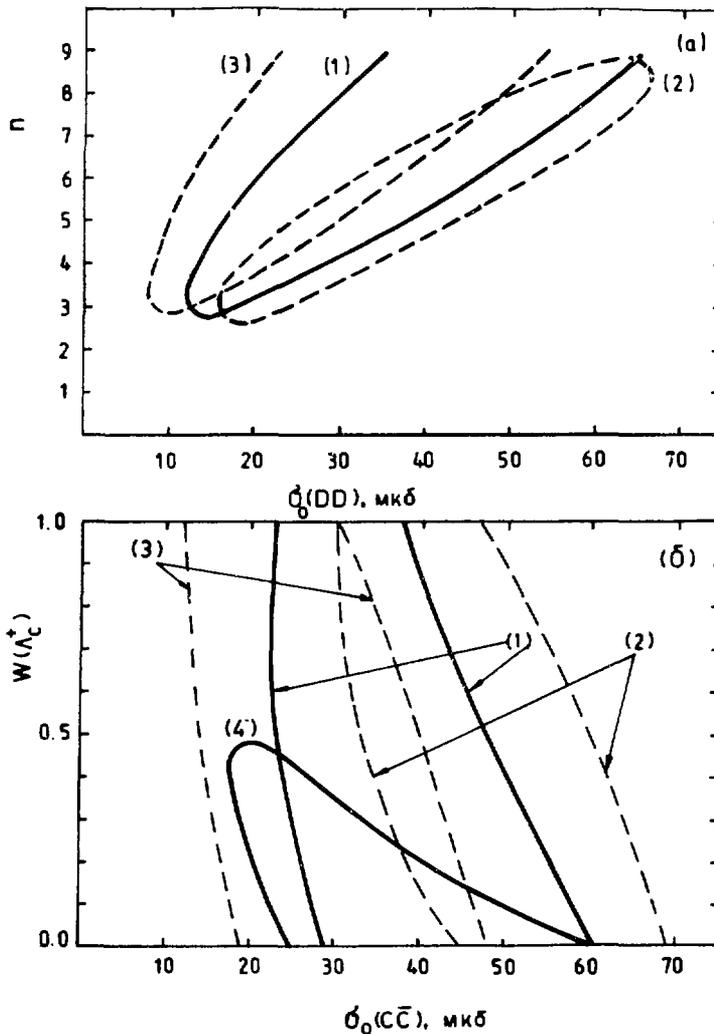


Рис. 5. Разрешенные области параметров, характеризующих образование $D\bar{D}$ -пар - (а) и $c\bar{c}$ -пар - (б).

Дополнительная систематическая неопределенность оценок (I3) и (I4), связанная с погрешностями $V(D)$, $V(\Lambda_c^+)$ и α , составляет $\approx 25\%$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные в настоящей работе оценки выходов одиночных прямых мюонов согласуются с результатом /I/ по выходам прямых нейтрино.

На рис. 6 приведены отношения $(\nu + \bar{\nu}_e)/(\pi^+ + \pi^-)$ из работы /I/ и $(\mu^+ + \mu^-)_{\text{од}}/(\pi^+ + \pi^-)$, полученные в настоящей работе. Здесь $(\pi^+ + \pi^-)$ — выходы пионов в те же области (x_F , p_{\perp}), что и прямых лептонов. Очевидно, отношение ℓ/π свободно от каких-либо модельных предположений.

На этом же рисунке приведены результаты эксперимента /I5/ для отношения $(\mu^+ + \mu^-)_{\text{од}}/(\pi^+ + \pi^-)$ в рFe-взаимодействиях при энергии протонов 350 ГэВ и работы /I6/ — для отношения $(\nu_e + \bar{\nu}_e)/\pi^+$ в рCu-взаимодействиях при энергии 400 ГэВ. При сравнении результатов необходимо иметь в виду, что телесный угол регистрации лептонов существенно различен в разных экспериментах. Приведенные на рис. 6 данные указывают в пределах больших ошибок на слабую зависимость отношения $\ell_{\text{од}}/\pi$ от энергии первичного протона.

В работах /I7/ изучалось образование Λ_c^+ -барионов и \bar{B} -мезонов в пC-взаимодействиях при $\sqrt{s} \approx 10$ ГэВ. Из этих работ следует вывод, что

образование очарованных частиц при $x_F > 0,5$ идет по преимуществу через рождение $\Lambda_c^+ \bar{B}$ -пар с сечением

$$\sigma_0(\Lambda_c^+ \bar{B}) = (80 \pm 20) \text{ мкб} \quad (I5)$$

($-1 < x_F \leq 1$, предполагая симметрию относительно $x_F = 0$).

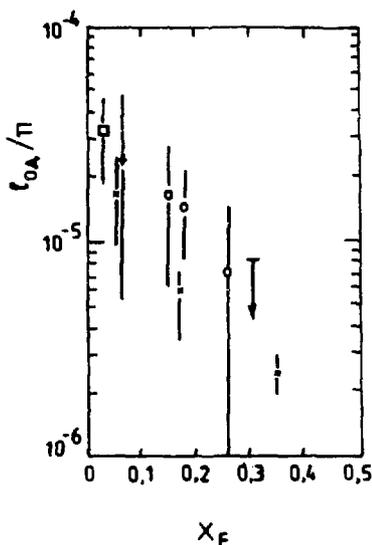


Рис. 6. Сравнение данных по отношению $\ell_{\text{од}}/\pi + (\nu_e + \bar{\nu}_e)/(\pi^+ + \pi^-)$ /I/, $x - (\nu_e + \bar{\nu}_e)/\pi^+$ /I6/, $\square - (\mu^+ + \mu^-)_{\text{од}}/(\pi^+ + \pi^-)$ /I5/, $\circ - (\mu^+ + \mu^-)_{\text{од}}/(\pi^+ + \pi^-)$, настоящая работа.

Из рис.5б следует, что данные настоящей работы допускают в случае 4-частичного распада Λ_c^+ -бариона значение $w(\Lambda_c^+) = 1$; оценка сечения составляет при этом

$$\sigma_0(\Lambda_c^+ \bar{D}) = (30 \pm 7 \pm 13) \text{ мкб.} \quad (I6)$$

Однако ввиду указанной выше неоднозначности оценок сечения Λ_c^+ -бариона из данных по прямым мюонам, говорить о противоречивости оценок (I5) и (I6) было бы преждевременно.

В работе/18/ изучалось образование одиночных прямых мюонов в рFe-взаимодействиях при энергии протонов 350 ГэВ. Результаты интерпретировались в терминах образования $D\bar{D}$ -пар. Для параметра n получено значение $5,0 \pm 0,8$. Сравнение величин $\sigma(D\bar{D})$, полученных в этом эксперименте и в настоящей работе, дает значение отношения

$$\sigma(\sqrt{s}=25,7)/\sigma(\sqrt{s}=11,5) = (1,44 \pm 0,62 \pm 0,38). \quad (I7)$$

Большинство моделей образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях/19/ предсказывают для этого интервала энергий рост сечения в 4-10 раз.

Таким образом, ситуация с энергетическим поведением сечения образования очарованных частиц в "пороговой" области остается неясной и требует дальнейшего экспериментального изучения.

В заключение автор рад выразить признательность В.В.Аммосову и А.И.Мухину за полезные обсуждения, А.П.Бугорскому, А.А.Волкову, А.Г.Годову, В.И.Кочеткову, В.И.Курбакову, В.И.Поletaеву, А.П.Старкову, принимавшим непосредственное участие в создании установки и проведении измерений, Т.В.Невской за оформление работы.

Список литературы

1. Asratyan A.E. et al.// Phys. Lett. 1978. V. 79B. P. 497.
2. Бугорский А.П. и др.// ЯФ. 1979. Т. 30. С. 702.
3. Волков А.А. и др.// ЯФ. 1981. Т. 33. С. 715.
4. Бугорский А.П. и др.// ЯФ. 1984. Т. 40. С. 739.
5. Божко Н.И. и др.// ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1246; Borisov A.A. et al. - Preprint IHEP 78-115, Serpukhov, 1978.
6. Barton D.S. et al.// Phys. Rev. 1983. V. D27. P. 2580.
7. Anderson K.J. et al.// Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 799, 803.

8. Morse W.M. et al.// Phys. Rev. 1978. V. D18. P. 3145;
Grannan D.M. et al. Ibid, 3150.
9. Stroynovsky R.S.// Phys. Rep. 1981. V. 71. P. 1.
10. Cobbaert H. et al. - Preprint CERN-EP/86-112, Geneva, 1986.
11. Wachsmuth H. - Preprint CERN/EP 79-125, Geneva, 1979.
12. Aguilar-Benitez M. et al.// Phys. Lett. 1987. V. 189B. P.476.
13. Rev. of Part. Prop.// Phys. Lett. 1986. V. 170B.
14. Aziz T., Gurtu A. - Preprint TIFR-BC-82-5, Bombay, 1982.
15. Ritchie J.L. et al.// Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 230.
16. Wachsmuth H. - Preprint CERN-EP/79-115, Geneva, 1979.
17. Aleev A.N. et al.// Z. Phys. 1984. V. C23. P. 333;
Z. Phys. 1988. V. C37. P. 243.
18. Ritchie J.L. et al.// Phys. Lett. 1983. V. 126B. P. 494.
19. Kernan A., Val Dalen G.// Phys. Rep. 1984. V. 106. P. 297.

Рукопись поступила 11 апреля 1988 года.

Ю.М.Свиридов.

Анализ инклюзивного образования прямых мюонов в
рFe-взаимодействиях при энергии 70 ГэВ.

Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Л.П.Тимкина.
Корректор Т.Д.Галкина.

Подписано к печати 01.06.88. Т- II687. Формат 60x90/16.
Офсетная печать. Печ.л. I,00. Уч.-изд.л. I,07. Тираж 240.
Заказ 495. Индекс 3622. Цена 16 коп.

Институт физики высоких энергий, I42284, Серпухов Москов-
ской обл.

16 коп.

Индекс 3622

ПРЕПРИНТ 88-101, ИФВЭ, 1988
