

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 рFe-взаимодействиях при энергии 70 ГэВ: Препринт ИФВЭ 88-101. - Серпухов, 1988. - 16 с., 6 рис., 2 табл., библиогр.: 19.

*реферат* { 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 рFe-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.

*реферат* { The analysis of inclusive <sup>prompt</sup> 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  $\rho_1$  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  $z_1$ -го 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.

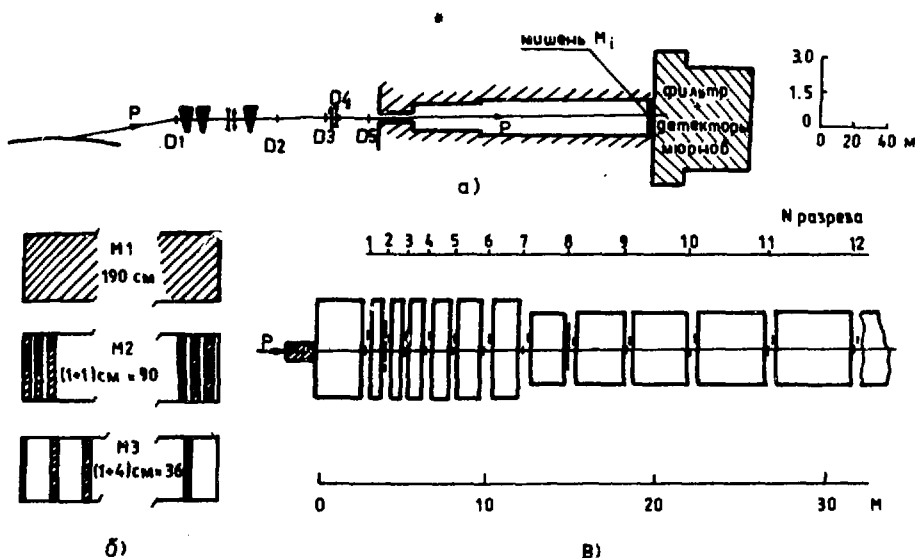


Рис. 1. Схема эксперимента: а) — общая схема канала; б) — мишень-поглотители; в) — установка для измерения выходов мюонов.

### 1. 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

$$\begin{aligned} N_1 &= N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + N_1_{\text{расп}} = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + (\rho_1/\rho_1)N_1_{\text{расп}}, \\ N_2 &= N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + N_2_{\text{расп}} = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + (\rho_1/\rho_2)N_1_{\text{расп}}, \\ N_3 &= N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + N_3_{\text{расп}} = N_{\text{пр}} + N_{\Phi} + (\rho_1/\rho_3)N_1_{\text{расп}}, \end{aligned} \quad (1)$$

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,  $N_{\Phi}$  — 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<sup>/5/</sup> об инклюзивных выходах  $\pi^\pm$ -,  $K^\pm$ -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  $\rho_1/\rho_2$ ,  $\rho_1/\rho_3$  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 инклюзивных выходов прямых мюонов. Единицы измерения - мюон/протон

z, M	N3	N2	N1	a	aN1	N $\bar{\nu}$	N $\nu$
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<sup>4/</sup>.



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  $z$ .

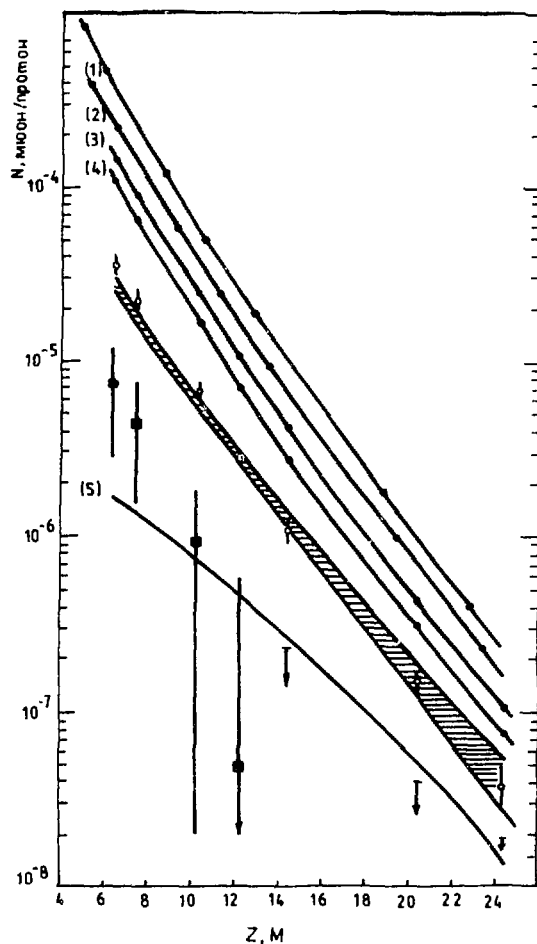


Рис. 2. Сводка экспериментальных данных и результатов анализа. Кривые 1-3 - экспериментальные потоки  $N_3$ ,  $N_2$ ,  $N_1$ ; 4 - потоки мюонов от распадов долгоживущих частиц  $N_{расп}(z)$ ; 5 - потоки фоновых мюонов. Кривые 1-4 проведены по точкам от руки. Точки  $\circ$  - инклюзивные потоки прямых 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<sup>/4/</sup> 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/ $c^2$  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<sup>/6/</sup>.

В качестве отправных данных в работе<sup>/4/</sup> использовались результаты эксперимента<sup>/7/</sup>, 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  $\gamma$ -квантов от распадов  $\pi^0$ -мезонов. Детали расчета описаны в<sup>/4/</sup>. Обоснование предположений (I) и (II) рассмотрено в работе<sup>/4/</sup>.

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,

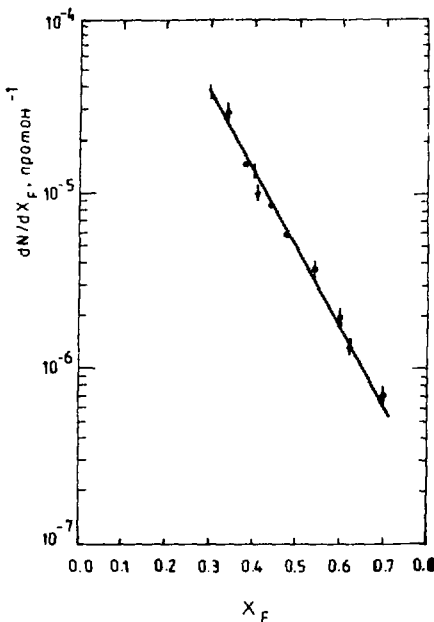


Рис. 3. Спектры пар  $dN/dx_F$ , рассчитанные для энергии протонов 70 ГэВ и ядер железа по данным двух экспериментов. Точки - работа<sup>/8/</sup>,  $E_p=28$  ГэВ, мишень - вольфрам; кривая - работа<sup>/7/</sup>,  $E_p=150$  ГэВ, мишень - бериллий.

рассчитанные по данным двух экспериментов: при  $E_p = 28$  ГэВ на вольфраме<sup>/8/</sup> и  $E_p = 150$  ГэВ на бериллии<sup>/7/</sup>. 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  $\leq 0,45$  ГэВ/ $c^2$ , природа которых не вполне ясна<sup>/9/</sup>.

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<sup>/4/</sup>, 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<sup>/10/</sup> по полному поглощению пучка  $\pi^-$ -мезонов в стальной мишени, а также способ имитации каскада, использованный в работе<sup>/11/</sup>. Результаты, полученные указанными способами, совпали с результатами прямого расчета в пределах пяти процентов.

Анализ, проведенный в<sup>/4/</sup> 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  $z \geq 12$  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

$z, \text{ м}$	$\langle x_F \rangle$	$N_{\text{пр}}$	$N_{\text{пар}}$	$N(K_S^0)$	$N_{\text{од}}$
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

$$E_c d\sigma_c/d^3p_c \sim (1-|x_F|)^n \exp(-b p_{\perp}^2). \quad (9)$$

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<sup>/4/</sup>. 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<sup>/12/</sup> по измерению выходов нейтральных и заряженных  $D$ -мезонов в  $pp$ -взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 27,4$  ГэВ и данных таблиц<sup>/13/</sup>. 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  $\Lambda_c^+$ -барионом и  $n(D/\bar{D}) = 7$  для парного рождения  $D\bar{D}$ -мезонов. Рассматривались три варианта полулептонного распада  $\Lambda_c^+$ -бариона.

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

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.

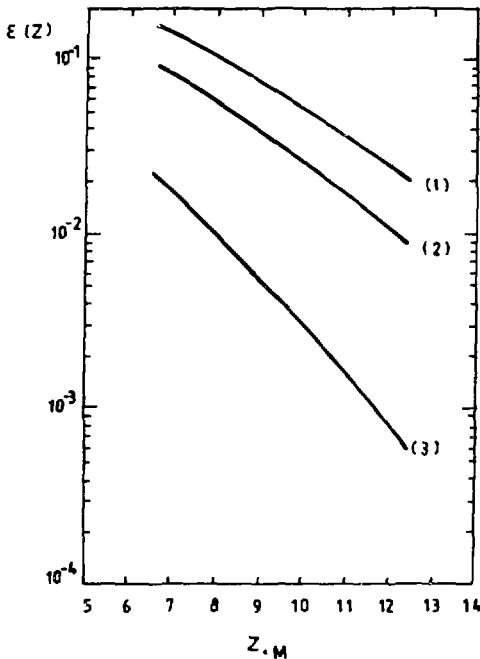


Рис. 4. Зависимость от глубины в фильтре вероятности регистрации  $\epsilon(z)$  мюонов от распада  $\Lambda_c^+$ -бариона в разных вариантах распада (см. текст).

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  $\Lambda_c^+$ : 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  $(N_{\text{од}} + \delta(\text{сист}))$  и  $(N_{\text{од}} - \delta(\text{сист}))$ , где  $\delta(\text{сист})$  - 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  $\chi^2$ , 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  $\Lambda_c^+$ -барииона; оценка сечения составляет

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

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

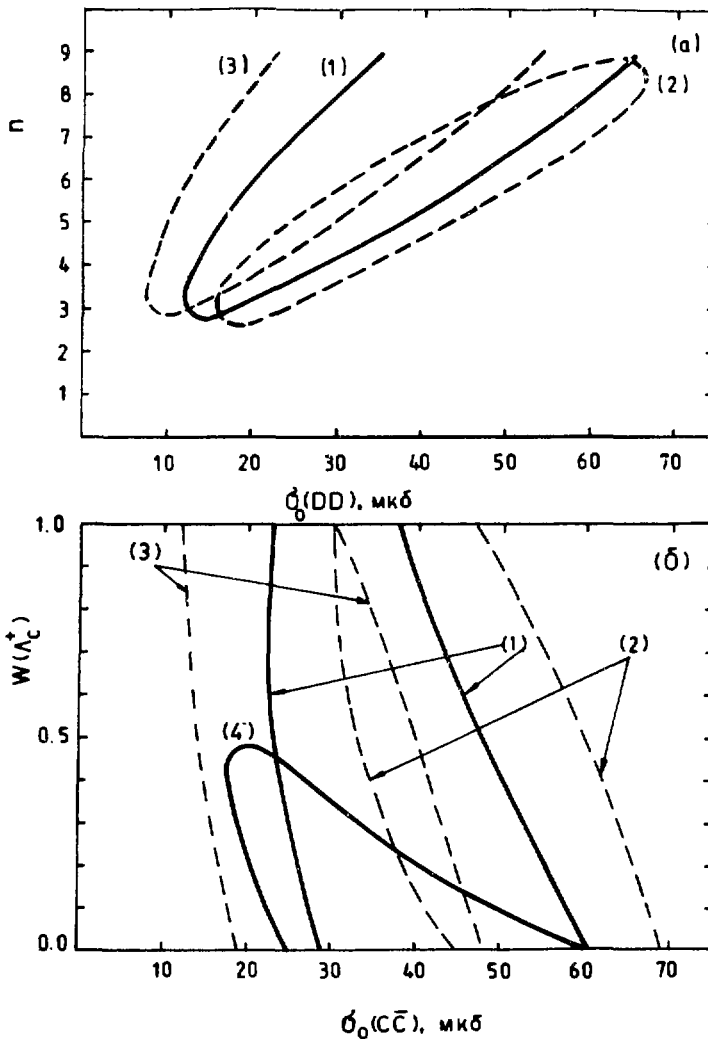


Рис. 5. Разрешенные области параметров, характеризующих образование  $D\bar{D}$ -пар - (а) и  $c\bar{c}$ -пар - (б).

Дополнительная систематическая неопределенность оценок (I3) и (I4), связанная с погрешностями  $V(D)$ ,  $V(\Lambda_c^+)$  и  $\alpha$ , 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  $\ell/\pi$  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  $\Lambda_c^+$ -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

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

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

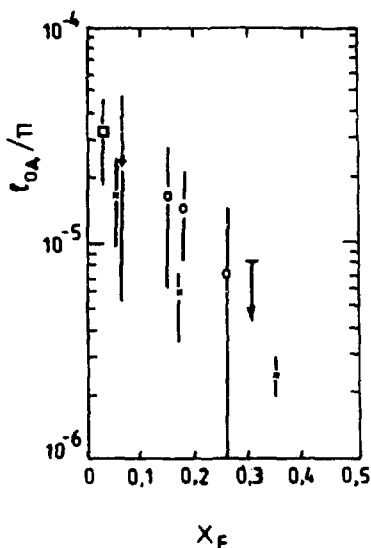


Рис. 6. Сравнение данных по отношению  $\ell_{\text{од}}/\pi + (\nu_e + \bar{\nu}_e)/(\pi^+ + \pi^-)$  /I/,  $x - (\nu_e + \bar{\nu}_e)/\pi^+$  /I6/,  $\square - (\mu^+ + \mu^-)_{\text{од}}/(\pi^+ + \pi^-)$  /I5/,  $\circ - (\mu^+ + \mu^-)_{\text{од}}/(\pi^+ + \pi^-)$ , настоящая работа.



Из рис.5б следует, что данные настоящей работы допускают в случае 4-частичного распада  $\Lambda_c^+$ -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  $\Lambda_c^+$ -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.Полегаеву, 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

---