

И Н С Т И Т У Т   Ф И З И К И   В Ы С О К И Х   Э Н Е Р Г И Й

И Ф В Э 84-1  
ОНФ SERP-E-114



А.П.Бугорский, А.А.Волков, В.И.Кочетков,  
В.И.Курбаков, А.И.Мухин, Ю.М.Свиридов

ОГРАНИЧЕНИЕ НА ВЫХОД ОДИНОЧНЫХ ПРЯМЫХ МЮОНОВ  
И СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ  
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 70 ГэВ

Серпухов 1984

А.П.Бугорский, А.А.Волков, В.И.Кочетков,  
В.И.Курбаков, А.И.Мухин, Ю.М.Свиридов

ОГРАНИЧЕНИЕ НА ВЫХОД ОДИНОЧНЫХ ПРЯМЫХ МЮОНОВ  
И СЕЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ  
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 70 ГэВ

Направлено в ЯФ

Аннотация

Бугорский А.П., Волков А.А., Кочетков В.И., Курбаков В.И., Мухин А.И., Свиридов Ю.М.

Ограничение на выход одиночных прямых мюонов и сечение образования очарованных частиц в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 70 ГэВ. Серпухов, 1984.

11 стр. с рис. (ИФВЭ ОНФ 84-1, SERP-E-114).

Библиогр. 28.

В работе проведено сравнение выходов прямых мюонов в pFe-взаимодействиях при энергии 70 ГэВ с ожидаемым вкладом мюонов от процессов образования мюонных пар. Показано, что вклад этих процессов составляет  $(82 \pm 4 \pm 12)\%$  в среднем в области  $0,09 \leq x_F \leq 0,6$ . Получены модельно-зависимые ограничения на сечение образования очарованных частиц.

Abstract

Bugorsky A.P., Volkov A.A., Kochetkov V.I., Kurbakov V.I., Mukhin A.I., Sviridov Yu.M.

Limits for Prompt Muon Yields and Charmed Particle Production Cross-Section in Proton-Nuclear Interactions at 70 GeV. Serpukhov, 1984.

p. 11. (INEP 84-1, SERP-E-114).

Refs. 28.

Prompt muon yields measured in pFe-collisions at 70 GeV are compared with the expected contribution from the dimuon hadronic production. This contribution is shown to be equal to  $(82 \pm 4 \pm 12)\%$  on the average for the  $x_F$  region of  $0.09 \leq x_F \leq 0.6$ . Model-dependent limits on charmed particle production cross-section are also obtained.

## I.

Цель настоящей работы – получить оценку выхода в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 70 ГэВ одиночных прямых мюонов. Под "прямыми" понимаются мюоны, образующиеся непосредственно в первичном взаимодействии либо при распаде короткоживущей ( $c\tau \ll 1$  см) частицы. В частности, одиночные прямые мюоны образуются в полулептонном распаде очарованных частиц:



Выходы мюонов при взаимодействии протонов с железной мишенью были измерены в ходе эксперимента по поиску прямых нейтрино<sup>/1/</sup>. По постановке это эксперимент с полным поглощением протонного пучка и адронного каскада в массивной протяженной мишени-поглотителе.

Постановка эксперимента, аппаратура для измерения мюонных потоков, методика обработки данных и учета фона подробно описаны ранее<sup>/4/</sup>. Выведенный из ускорителя протонный пучок (интенсивность до  $2 \cdot 10^{12}$  протонов, длительность 3 мкс) поглощался в массивной мишени-поглотителе. Использовались три стальные мишени различной эффективной плотности  $\rho_i$ ,  $\rho_{Fe}/\rho_1 = 1,0$  (сплошная мишень),  $\rho_{Fe}/\rho_2 = 2,0$  и  $\rho_{Fe}/\rho_3 \approx 3,5$ , где  $\rho_{Fe}$  – плотность стали. Мишени размещались (поочередно) перед стальным мюонным фильтром. Плотность потока мюонов в 13 разрезах фильтра, задающих пороговую энергию регистрации мюонов, измерялась системой ионизационных камер<sup>/5/</sup>; численным интегрированием определялся поток внутрь круга радиусом 70 см в каждом разрезе  $I_i(z_j)$ , где  $i$  – номер мишени,  $j$  – номер разреза. Точность измерения потоков с мишеней 2 ( $\rho_{Fe}/\rho_2 = 2$ ) и 3 ( $\rho_{Fe}/\rho_3 \approx 3,5$ ) относительно потока с мишени 1 ( $\rho_{Fe}/\rho_1 = 1$ ) составила, соответственно, 3 и 7%. Неопределенность абсолютной нормировки потоков (в единицах мюон/протон) определяется точностью абсолютной градуировки ионизационных камер (3%<sup>/6/</sup>) и измерения интенсивности протонного пучка и не превышает 5%.

В этих условиях фоном для выделения процессов образования одиночных прямых мюонов являются:

а) распады долгоживущих "родителей" ( $\pi$ ,  $K$ ,  $\Lambda$ , ...) на пути до ядерного взаимодействия ( $20 \div 25$  см в железе);

б) образование мюонных пар протонами и вторичными адронами<sup>2, 3/</sup>; мюоны, образующиеся в этом процессе, — это, по определению, также прямые мюоны.

Данная работа включает два этапа. На первом этапе разделяются выходы мюонов от процесса (а) и всех прямых мюонов. Это разделение возможно благодаря использованию в эксперименте трех мишеней с различной эффективной плотностью, что позволяет применить методику экстраполяции к бесконечной плотности мишени. Некоторые результаты такого анализа, касающиеся общих характеристик образования прямых мюонов, опубликованы ранее<sup>4/</sup>. На втором этапе, составляющем основное содержание настоящей работы, вклад процесса (б) в выходы прямых мюонов определяется расчетным путем на основе анализа существующей экспериментальной информации об образовании мюонных пар адронами.

## II.

Как было сказано выше, применение мишеней различной эффективной плотности дает возможность использовать для выделения сигнала прямых мюонов  $I_{\text{пр}}(z_j)$  на фоне мюонов от распадов долгоживущих "родителей" (в основном  $\pi$ - и  $K$ -мезонов)  $I_{\text{расп}}(z_j)$  метод экстраполяции к бесконечной плотности мишени. Для этого измеренные в каждом разрезе зависимости  $I_i(z_j)$  от  $(\rho_{\text{Fe}}/\rho_i)$  фитируются прямой:

$$I(z_j) = I_{\text{пр}}(z_j) + (\rho_{\text{Fe}}/\rho_i) I_{\text{расп}}(z_j)$$

и определяются искомые параметры  $I_{\text{пр}}(z_j)$  и  $I_{\text{расп}}(z_j)$ .

Мишени-поглотители содержали, соответственно, 190, 94 и 37 см стали. Поэтому в измеренные потоки  $I_i(z_j)$ ,  $i = 2, 3$ , вносились поправки, обусловленные различием энергетического и геометрического аксептансов аппаратуры для различных мишеней. Эти поправки были рассчитаны несколькими способами. Они максимальны для первого разреза и быстро уменьшаются с увеличением глубины в фильтре. Полученные в результате различных методов обработки значения  $I_{\text{пр}}(z_j)$  совпадают в пределах 5% (в первом разрезе неопределенность  $I_{\text{пр}}(z_1)$  составляет 10%).

В определенные методом экстраполяции величины  $I_{\text{пр}}(z_j)$  дают вклад мюоны, образовавшиеся в результате взаимодействия протонов с веществом в канале до мишени-поглотителя<sup>4/</sup>. Этот вклад, по оценкам, составляет от 6 до 40% в зависимости от глубины в фильтре с неопределенностью  $\approx 50\%$ .

Полная ошибка в величине потоков прямых мюонов составляет, в зависимости от энергии, от 7 до 35% (11% в первом разрезе). Полученная зависимость потоков прямых мюонов от глубины в фильтре приведена на рис. 1. Диапазон поперечных импульсов мюонов составляет  $0 \leq P_{\perp} \leq 1$  ГэВ/с.

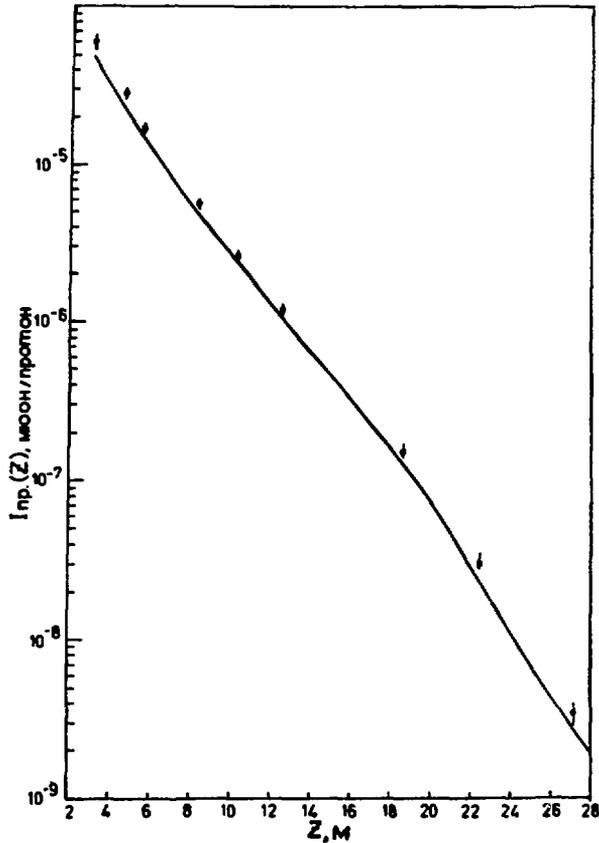


Рис. 1. Зависимость от глубины в фильтре измеренных потоков прямых мюонов  $I_{пр}(Z)$  (точки) и расчетных потоков мюонов от процессов образования пар (кривая).

### III.

Мюонные пары в условиях нашего эксперимента могут образовываться в результате трех процессов:

- А - взаимодействия первичных протонов;
  - Б - взаимодействия вторичных адронов;
  - В - конверсии в пару  $\mu^+\mu^-$   $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов.
- В нашем анализе использованы следующие исходные условия:

1. Для дифференциальных сечений образования пар используется параметризация, полученная в работе /7/ для случаев рождения пар протонами и  $\pi^+$ -мезонами с импульсом 150 ГэВ/с на бериллии в виде

$$E d\sigma/d^3p = a(M)(1 - x_F)^{c(M)} \exp(-b(M)P_{\perp}), \quad (2)$$

где  $M$  — масса пары. Измерения, на основании которых были получены параметры формулы (2), в наибольшей степени перекрывают необходимую для нашего случая область переменных  $M$ ,  $x_F$  и  $P_{\perp}$ :

$$M \geq M_{\text{пор}} \approx 0,21 \text{ ГэВ}/c^2, \quad x_F \geq 0,1 \quad \text{и} \quad 0 \leq P_{\perp} \leq 1 \text{ ГэВ}/c.$$

Форма дифференциального спектра пар в области  $(\rho - \omega)$ - и  $\phi$ -мезонов изучалась также в эксперименте<sup>/8/</sup> по образованию мюонных пар протонами с импульсом 70 ГэВ/с на бериллии. Полученные в этой работе значения параметров  $c$  и  $b$  совпадают в пределах ошибок с измеренными в работе<sup>/11/</sup>. Систематическая неопределенность экспериментальных данных<sup>/7/</sup> оценивается авторами в 10%.

2. Принимается гипотеза фейнмановского скэйлинга, т.е. независимости инвариантного сечения  $E d\sigma/d^3p$  образования пар данной массы в области  $M \leq 1,1 \text{ ГэВ}/c^2$  от энергии первичного адрона\*). Это предположение было выдвинуто и проверено в работах<sup>/9, 10/</sup> для диапазона энергий протонов 28–400 ГэВ и  $\pi$ -мезонов 16–225 ГэВ. Показана справедливость гипотезы скэйлинга с точностью до систематических неопределенностей экспериментальных данных ( $\approx 10\%$ ).

3. При переходе к железной мишени нашего эксперимента мы используем для всего диапазона масс  $0,21 \leq M \leq 1,13 \text{ ГэВ}/c^2$   $A$ -зависимость ( $A$  — атомный вес ядра мишени) сечения образования пар в области  $(\rho - \omega)$ -мезонов ( $0,65 \leq M \leq 0,93 \text{ ГэВ}/c^2$ ), измеренную в пучках протонов, нейтронов и  $\pi$ -мезонов<sup>/11, 12, 13/</sup>. Полные сечения в этой области масс подчиняются зависимости  $\sigma \sim A^{\alpha_0}$  с показателями  $\alpha_0$ , равными  $\approx 0,69$  и  $0,75$  в пучках нуклонов и пионов соответственно. Зависимость от атомного веса ядра мишени дифференциальных сечений может быть представлена в форме  $d\sigma/dx_F \sim A^{\alpha(x_F)}$ , причем  $\alpha(x_F) > \alpha_0$  при малых  $x_F \leq 0,3 - 0,4$  и  $\alpha(x_F) < \alpha_0$  при  $x_F \rightarrow 1$ . Возможность распространения этих результатов на всю область масс в какой-то мере обосновывается тем обстоятельством, что вклад в расчетные потоки мюонов пар из интервала  $(\rho - \omega)$ -мезонов составляет более 40% в первом разрезе и растет до  $\approx 90\%$  в тринадцатом. Измеренная<sup>/9/</sup> для всего диапазона  $M < 1 \text{ ГэВ}/c^2$  как целого величина  $\alpha_0$  составила в протонном пучке  $0,64 \pm 0,03$ , но  $x_F$ -зависимость показателя  $\alpha$  в области  $\leq 0,6 \text{ ГэВ}/c^2$  исследована недостаточно. В работе<sup>/14/</sup> показано, однако, что при определенных предположениях о характере взаимодействия адрона с ядром форма зависимости показателя  $\alpha$  от  $x_F$  не связана с конкретным механизмом генерации лептонных пар.

4. Угловое распределение мюонов в системе центра масс пары изотропно<sup>/8, 11/</sup>.

5. Спектры  $\pi^{\pm}$ ,  $K^{\pm}$ -мезонов, необходимые для расчета процессов Б и В (см. разд. III), определены ранее<sup>/4/</sup>. Рассчитанные с этими спектрами потоки непрямых мюонов  $I_{\text{расп}}(z_j)$  совпадают с полученными методом экстра-

\*) Как показали расчеты, вкладом пар с массой  $M > 1 \text{ ГэВ}/c^2$  в интересующей нас кинематической области можно пренебречь.

поляции с точностью в среднем  $\approx 5\%$ . Вклад вторичных нуклонов в образование пар оказался пренебрежимо мал.

6. Принимается, что сечение образования мюонных пар  $\pi^-$ ,  $K^\pm$ -мезонами такое же, как в случае образования их  $\pi^\pm$ -мезонами.

7. Для расчета процесса В (см. разд. III) выходы  $\pi^0$ -мезонов принимаются равными полусумме выходов  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов<sup>/4/</sup>, а вероятность конверсии  $\gamma$ -кванта в пару  $\mu^+\mu^-$  в железе равной<sup>/7, 15/</sup>  $1,3 \cdot 10^{-5} \pm 30\%$ .

8. Учитывается реальная форма протонного пучка на мишени, геометрия фильтра, потери энергии, многократное рассеяние и флуктуации пробега мюонов.

Результаты расчета показаны кривой на рис. 1, а в табл. 1 приведены неопределенности расчетных потоков мюонов от процессов образования мюонных пар.

Таблица 1

Источник	А	Б
1. Точность параметров формулы (2)	от 9 до 50%	13%
2. Неопределенность в А-зависимости	12%	12%
3. Замена мезонного каскада $\pi^\pm$ -мезонами (пункт 6)	-	10%
Полная погрешность	(15-51)%	20%

Оценка погрешности, вносимой допущением (см. пункт 6), получена из анализа данных<sup>/11, 16, 17, 18/</sup> по образованию пар  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ -мезонами с учетом их относительных выходов.

Неопределенность нормировки расчетных потоков, обусловленная систематическими неопределенностями экспериментальных данных<sup>/7/</sup>, составляет 10%; неопределенность нормировки наших экспериментальных данных  $\leq 5\%$ .

В табл. 2 приведен относительный вклад рассмотренных процессов и полный вклад мюонных пар  $R_{2\mu}(z_j)$  в потоки прямых мюонов в нашем эксперименте.

В табл. 2  $E_{\text{пор}}$  - это нижняя граница энергий мюонов, регистрируемых в данном разрезе (без учета флуктуаций пробега).

Как видно из рис. 1, образование мюонных пар хорошо воспроизводит форму зависимости потоков прямых мюонов от глубины в фильтре. В пределах ошибок доля мюонов от пар  $R_{2\mu}(z_j)$  (табл. 2) не зависит от глубины в фильтре и составляет в среднем по двенадцати первым разрезам  $(82 \pm 4)\%$ . С учетом неопределенностей в нормировке потоков эта величина равна  $(82 \pm 4 \pm 12)\%$  и указывает на доминирующую роль электромагнитных процессов в образовании прямых мюонов в нашем эксперименте.

Вклад процессов образования пар в выходы прямых мюонов в протон-ядерных взаимодействиях был определен экспериментально при энергии протонов 205<sup>/19/</sup> и 350 ГэВ<sup>/20/</sup>.

Таблица 2

Номер разреза	$E_{\text{пор}}$ , ГэВ	Процесс (разд. III)			Суммарный вклад пар
		а)	б)	в)	
1	6,0	$0,48 \pm 0,11$	$0,27 \pm 0,07$	$0,04 \pm 0,015$	$0,79 \pm 0,13$
3	8,3	$0,57 \pm 0,10$	$0,18 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,01$	$0,78 \pm 0,11$
4	10,0	$0,67 \pm 0,12$	$0,15 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,01$	$0,85 \pm 0,12$
6	14,0	$0,74 \pm 0,14$	$0,04 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$	$0,81 \pm 0,14$
7	17,0	$0,88 \pm 0,17$	-	-	$0,88 \pm 0,17$
8	20,2	$0,88 \pm 0,17$	-	-	$0,88 \pm 0,17$
10	29,2	$0,85 \pm 0,21$	-	-	$0,85 \pm 0,21$
11	35,1	$0,76 \pm 0,19$	-	-	$0,76 \pm 0,19$
12	42,2	$0,76 \pm 0,29$	-	-	$0,76 \pm 0,29$
13	51,0	$0,34 \pm 0,22$	-	-	$0,34 \pm 0,22$

На рис. 2 приведено сравнение полученной нами оценки с результатами этих работ.

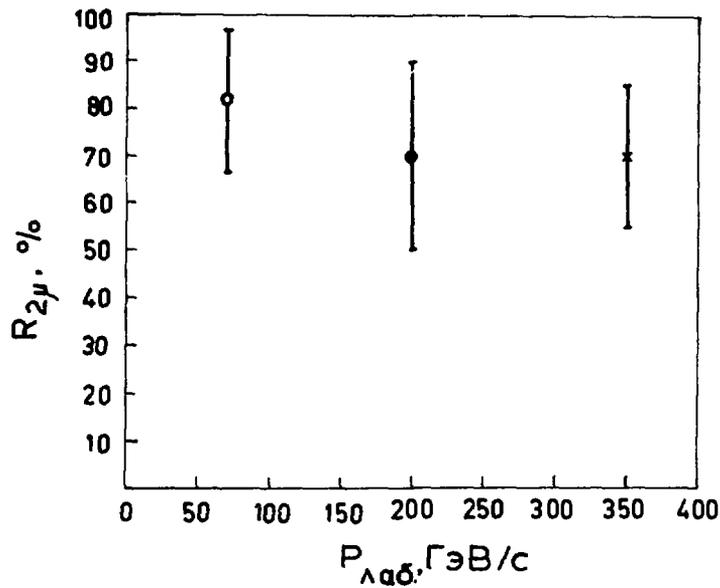


Рис. 2. Вклад мюонных пар  $R_{2\mu}$  в выходы прямых мюонов в рFe - взаимодействиях в зависимости от импульса протонов. о - наша оценка, е - работа/19/, х - работа/20/. Показаны полные ошибки с учетом систематических неопределенностей.

IV.

Ограничение на сечение образования очарованных частиц может быть получено, исходя из возможного, в пределах неопределенностей нашего анализа, избытка прямых мюонов над вкладом мюонных пар в измеренные потоки. В первом разрезе верхняя граница потока одиночных мюонов составляет (на 90%-ном уровне достоверности)  $2,7 \cdot 10^{-5}$  мюон/протон.

Рассматривалось некоррелированное образование  $D\bar{D}$ -мезонов и  $\Lambda_c^+ \bar{D}$ -пар с инклюзивным сечением

$$E_c d\sigma/d^3 p_c \sim (1 - |x_F|)^n \exp(-3P_{\perp}).$$

Усредненная по выходам  $D^+$ - и  $D^0$ -мезонов вероятность полуплептонного распада  $D \rightarrow K(K^*)\mu\nu$  принималась равной 8% и соотношение выходов  $K: K^* = 3:2/21/$ . Вероятность распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow \mu X$  равна 4,5%/22/; рассматривался только трехчастичный канал  $\Lambda_c^+ \rightarrow \mu^+\nu\mu^0$ . Энергетический спектр мюона в системе покоя  $D(\Lambda_c)$  рассчитывался в соответствии с работами/23, 24, 25/, а угловое распределение предполагалось изотропным. Оценки сечения на ну-клоне получены в двух предположениях:  $\sigma_{c\bar{c}} \sim A^{0,72}$  (см. работу/26/) и  $\sigma_{c\bar{c}} \sim A^{1,0}$ .

Полученные верхние границы сечения образования очарованных частиц приведены в табл. 3. Диапазон значений показателя  $n$  охватывает величины, полученные в экспериментах при более высоких энергиях по изучению образования прямых нейтрино/27/ и одиночных мюонов/28/.

Таблица 3

		$D\bar{D}, n_D = n_{\bar{D}}$				$\Lambda_c^+ \bar{D}$
n		3	4	5	6	$n_{\Lambda_c} = 2, n_{\bar{D}} = 4$
$\sigma_{c\bar{c}}$ , мкб нукл	$\sim A^{0,72}$	52	61	67	76	58
	$\sim A^{1,0}$	17	20	22	25	19

Приведенные оценки находятся в согласии с результатом параллельного эксперимента по поиску прямых нейтрино/1/. Интерпретация данных этого эксперимента в рассматриваемой здесь модели образования  $D\bar{D}$ -пар приводит (для линейной зависимости сечения от атомного веса ядра мишени и значения  $n$ , равного, например, 3) к оценке

$$\sigma_{D\bar{D}}(\nu_{пр}) = (15 \pm 11) \text{ мкб/нуклон.}$$

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Аммосову, А.С.Вовенко, В.Н.Горячеву, В.В.Ляпину за полезные обсуждения, Л.А.Клименко и В.И.Полетаеву за помощь в проведении измерений, Т.В.Невской за подготовку рукописи к печати.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Asratyan A.E., Epstein V.Sh., Fakhrutdinov R.M. et al. - **Phys. Lett.**, 1978, 79B, No. 4, 5, p. 497.
2. Bodek A. - Preprint UR-730, Univ. of Rochester, 1979; **Proc. of American Inst. of Physics Conference**, 1980, No. 59, p. 211.
3. Stroynovsky R.S. - **Phys. Rep.** 1981, 71, p. 1.
4. Бугорский А.П., Бовенко А.С., Волков А.А. и др. - **ЯФ**, 1979, 30, вып. 3(9), с. 702.
5. Bugorsky A.P., Goryachev V.N., Kochetkov V.I. et al. - **Nucl. Inst. Meth.**, 1977, 146, p. 367.
6. Бельков А.А., Бугорский А.П., Кочетков В.И. и др. - Препринт ИФВЭ 82-99, Серпухов, 1982.
7. Anderson K.J., Henry G.G., Mc Donald K.T. et al. - **Phys. Rev. Lett.**, 1976, 37, No. 13, p. 799; *ibid.*, p. 803.
8. Antipov Yu.M., Bessubov V.A., Budanov N.P. et al. - **Phys. Lett.**, 1982, 110B, No. 3, 4, p. 326; Антипов Ю.М., Беззубов В.А., Буданов Н.П. и др. - **ЯФ**, 1982, 36, вып. 6 (12), с. 1426.
9. Morse W.M., Lai K.-W., Larsen R.C. et al. - **Phys. Rev.**, 1978, D18, No. 9, p. 3145; Grannan D.M., Kasha H., Lauterbach M.J. et al. - *Ibid.*, p. 3150.
10. Barger V., Gottschalk T., Phillips R.J.N. - **Phys. Rev.**, 1978, D18, No. 7, p. 2308.
11. Binkley M., Gaines I., Peoples J. et al. - **Phys. Rev. Lett.**, 1976, 37, No. 10, p. 571.
12. Branson J.G., Sanders G.H., Smith A.J.S. et al. - **Phys. Rev. Lett.**, 1977, 38, No. 23, p. 1331; *ibid.*, p. 1334.
13. Антипов Ю.М., Беззубов В.А., Буданов Н.П. и др. - Препринт ИФВЭ 82-137, Серпухов, 1982.
14. Лысаков Г.И., Шерхонов Б.Х. - Препринт ОИЯИ, P2-83-400, Дубна, 1983.
15. Tsai Yung-Su.-**Rev. Mod. Phys.**, 1974, 46, p. 815.
16. Alspector J., Borenstein S., Strand R.C. et al. - **Phys. Lett.**, 1979, 81B, No. 3, 4, p. 397. Reese C., Le Britton J., Mc Cal et al. - **Phys. Lett.**, 1979, 85B, No. 4, p. 427.
17. Bunnell K., Duong-van M., Kogan E. et al. - **Phys. Rev. Lett.**, 1978, 40, No. 3, p. 136; Haber B., Kogan E., Bunnell K. et al. - **Phys. Rev.**, 1980, D22, No. 9, p. 2107.
18. Denisov S.P. - Preprint IHEP 76-154, Serpukhov, 1976; **Proc. of XVIII International Conference on High Energy Physics.**, Tbilisi, 1976, v. 11, p. N 31.
19. Branson J.G., Sanders G.H., Smith A.J.S. et al. - **Phys. Rev. Lett.**, 1977, 38, No. 9, p. 457.

20. Ritchie J.L., Bodek A., Coleman R.N. et al. - **Phys. Rev. Lett.**, 1980, 44, No. 4, p. 230.
21. Trilling G.H. - **Phys. Reports**, 1981, 75, p. 59.
22. Vella E., Trilling G.H., Abrams G.S. et al. - **Phys. Rev. Lett.**, 1982, 48, No. 22, p. 1515.
23. Hinchliffe I., Llewellyn-Smith C.H. - **Nucl. Phys.**, 1978, B114, No. 1, p. 45.
24. Berger E.L., Clavelli L., Wright N.R. - **Preprint ANL-HEP-PR-82-32**, 1982.
25. Buras A.J. - **Nucl. Phys.**, 1976, B109, No. 3, p. 373.
26. Ball R.C., Coffin C.T., Gustafson H.R. et al. - **Preprint UMHE 83-13, UWEX 83-234**, 1983.
27. Fritze P., Grassler H., Hasert F.J. et al. - **Phys. Lett.**, 1980, 96B, No. 3, 4, p. 427;  
 Jonker M., Panman J., Udo F. et al. **Ibid.**, p. 435;  
 Abramowicz H., de Groot J.G.H., He J.T. et al. - **Z.Phys. C.**, 1982, 13, p. 179;  
 Ball R.C., Coffin C.T., Gustafson H.R. et al. - **Phys. Rev. Lett.**, 1983, 51, No. 9, p. 743.
28. Ritchie J.L., Bodek A., Breedon R. et al. - **Phys. Lett.**, 1983, 126B, No. 6, p. 499.

Рукопись поступила 28 ноября 1983 года.

Цена 13 коп.

Индекс 3624

А.П.Бугорский и др.

Ограничение на выход одиночных прямых мюонов и сечение образования очарованных частиц в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 70 ГэВ.

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

---

Подписано к печати 09.12.83. Т-22781. Формат 70x100/16.

Офсетная печать. Индекс 3624. Цена 13 коп.

Заказ 62. 0,87 уч.-изд.л. Тираж 230.

---

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов  
Московской обл.