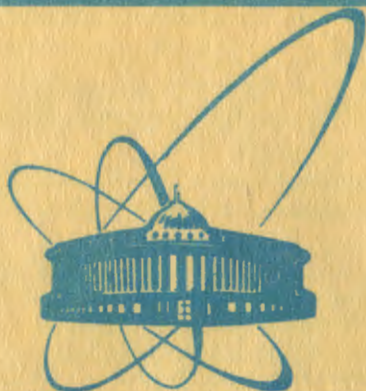


80-778



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

с  
А

1325/2-81

16/3-8

1-80-778

А.П.Гаспарян, Г.Р.Гулканян, С.А.Корчагин

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИН МЕТОДИЧЕСКИХ ПОПРАВОК  
К МНОЖЕСТВЕННОСТИ  $\pi^-$ -МЕЗОНОВ,  
РОЖДЕННЫХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
ЛЕГКИХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР  
С ТАНТАЛОВОЙ МИШЕНЬЮ

1980

В данной работе рассматриваются методические вопросы определения средних характеристик распределения по множественности отрицательных пионов, образованных в ядро-ядерных столкновениях в 2-метровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ. Камера, в объеме которой в качестве мишени были размещены три танталовые пластинки размерами  $1 \times 70 \times 140$  мм<sup>3</sup> каждая, облучалась на синхрофазотроне ОИЯИ пучками p, d, He, C в интервале первичных импульсов  $2-5$  ГэВ/с на нуклон. Расстояния между соседними пластинами были равны  $\sim 93$  мм.

При визуальном отборе событий взаимодействия в пластинах возможна примесь случаев, возникших в прилегающем к ним слое пропана толщиной  $\sim 1$  мм. Эта примесь, оцененная в работе <sup>1/</sup>, составляет для облучений p, d, He и C соответственно  $7+2/$ ,  $9+3/$ ,  $9+3/$ ,  $13+4/$ %. Для получения распределения по множественности  $\pi^-$ -мезонов в тантале из наблюдаемого распределения вычиталось с соответствующим весом экспериментальное распределение по множественности  $\pi^-$ -мезонов в пропане <sup>2/</sup>. Ниже мы рассмотрим способ вычисления других поправок, которые учитываются при определении средней множественности  $\pi^-$ -мезонов, образованных при взаимодействии релятивистских ядер с танталовой мишенью. Численные значения поправок приводятся для случая первичного импульса  $4,2$  ГэВ/с на нуклон.

## 1. ПРИМЕСЬ ЭЛЕКТРОНОВ К $\pi^-$ -МЕЗОНАМ

Часть электронов с энергиями выше 100 МэВ, образованных при конверсии в пластине  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов или при распаде  $\pi^0$ -мезона на пару Далитца, не всегда может быть визуально однозначно идентифицирована.

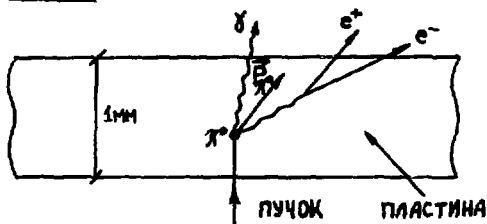
Для определения вероятности идентификации электронов конверсии был проведен специальный анализ конвертировавшихся в пропане  $\gamma$ -квантов. Анализировались только те  $e^+e^-$ -пары, вершины которых находились в непосредственной близости к области размещения пластин, так, чтобы треки  $e^\pm$  имели примерно такие же длины, как и треки  $e^\pm$ , образованных в пластине. Проверялась возможность визуальной идентификации электронов и позитронов при помощи стандартных критериев: по "закручиванию" и сильному изменению кривизны трека, соотношению пробег-энергия, наличию  $\delta$ -электронов и т.д.

Вероятности идентификации  $W_{\text{идент}}$  для различных интервалов энергии  $E_{\pm}$  приведены в табл.1 /энергии измерялись на просмотровых столах при помощи шаблонов/. Для области  $E_{\pm} < 100$  МэВ  $W_{\text{идент}}$  практически равна 100% и уменьшается до 37% для области  $E_{\pm} > 200$  МэВ.

а/ Распад  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  в пластине

Для определения средней доли неидентифицированных электронов, приходящейся на один распад  $\pi^0$ -мезона, проводились расчеты по методу Монте-Карло.

Разыгрывались точка рождения, импульс и угол вылета  $\pi^0$ -мезона, распад  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и конверсия  $\gamma$ -кванта в пластине /см. схему на рисунке/.



В качестве импульсных и угловых распределений  $\pi^0$ -мезонов брались аналогичные распределения  $\pi^-$ -мезонов, измеренные экспериментально в реакциях  $\text{CTa} + \pi^- \rightarrow \text{X}$  при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон и  $\text{пр} + \pi^- \rightarrow \text{X}$  при первичном импульсе 3,83 ГэВ/с<sup>3/</sup>.

Для  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезона определялась потенциальная длина  $L_{\text{п}}$ /расстояние от точки рождения  $\gamma$ -кванта до точки выхода из пластины/ и разыгрывалась точка конверсии  $\gamma$ -кванта в соответствии с вероятностью конверсии в пластине

$$W_{\text{к}} = 1 - \exp[-N_{\text{Та}} \sigma_{\text{T}}(E_{\gamma}) L_{\text{п}}] = 1 - \exp[-L_{\text{п}} / L_{\text{к}}^{\text{Та}}(E_{\gamma})], \quad /1/$$

где  $N_{\text{Та}} = 0,55 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$  - число атомов Та в  $\text{см}^3$ ,  $\sigma_{\text{T}}$  - полное сечение конверсии на атоме Та. Вычисленные по формулам<sup>4/</sup> значения длины конверсии  $L_{\text{к}}^{\text{Та}}$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -кванта  $E_{\gamma}$  приведены в табл.2.

Импульс и угол вылета электрона относительно  $\gamma$ -кванта разыгрывались в соответствии с формулами<sup>4/</sup>. Вероятность идентификации электрона определялась при помощи данных табл.1. Для малоэнергичных электронов учитывались потери энергии в пластине. В табл.3 приведено соотношение пробег-энергия элект-

Таблица 1

Вероятности визуальной идентификации электронов  
и позитронов в пропановой камере

Ев±	< 100 МэВ	100-150 МэВ	150-200 МэВ	> 200 МэВ
Wидент	1,0	0,73	0,61	0,37

Таблица 2

Длина конверсии  $L_{\gamma}^{Ta}$   $\gamma$ -кванта в тантале

$E_{\gamma}$ МэВ	10	30	50	70	90	125	175	225	275	325	375
$L_{\gamma}^{Ta}$ см.	1,631	0,823	0,690	0,631	0,599	0,566	0,545	0,536	0,531	0,528	0,527
$E_{\gamma}$ МэВ	425	475	550	650	750	850	950	1200	1600	3000	5000
$L_{\gamma}^{Ta}$ см.	0,526	0,525	0,520	0,517	0,516	0,515	0,515	0,514	0,513	0,513	0,513

Таблица 3

Соотношение пробег-энергия для электронов в тантале

$R_{e^{-}}$ МэВ/с.о.2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,75	0,8	0,9	1	1,2	2,2	4	6	8	9
Пробег в см	0,06	0,12	0,18	0,24	0,3	0,36	0,42	0,48	0,54	0,6	1,2	1,8	2,4	3,6

Таблица 4

Средние числа /на один  $\gamma$ -квант/ конвертировавших в пластине  $\gamma$ -квантов  $\bar{n}_k$ , малоэнергичных электронов, поглощенных в пластине  $\bar{n}_{\text{погл}}$ , неидентифицированных электронов с энергией  $> 100$  МэВ  $\bar{n}_{\text{неид.}}(e^{-})$ , идентифицированных пар в пластине  $\bar{n}_{\text{ид.}}$ , пар, где  $e^{+}$  и  $e^{-}$  не идентифицированы  $\bar{n}_{\text{неид.}}(e^{+})$

Спектры $\pi^{\pm}$ мезонов	(%)	$\bar{n}_k$	$\bar{n}_{\text{погл}}$	$\bar{n}_{\text{неид.}}(e^{-})$	$\bar{n}_{\text{ид.}}(e^{\pm})$	$\bar{n}_{\text{неид.}}(e^{\pm})$
	ста		16,4	1	2,5	11
пр		14,2	1	2,5	10	0,9

ронов в тантале, вычисленное по данным работы <sup>15/</sup>. Если при выходе из пластины кинетическая энергия электрона оказывалась меньше некоторого порогового значения  $T_0 / T_0 \approx 3$  МэВ/, то в соответствии с правилами просмотра реальных событий он считался незарегистрированным.

В табл.4 приведены результаты расчета методом Монте-Карло: средние числа /на один  $\gamma$ -квант/ конвертировавших в пластине  $\gamma$ -квантов, не зарегистрированных малоэнергичных электронов, неидентифицированных электронов с энергиями  $T_e > 100$  МэВ, ошибочно принимаемых за  $\pi^-$ -мезоны, идентифицированных пар  $e^\pm$ , пар, где  $e^+$  и  $e^-$  не идентифицированы. Из табл.4 следует, что в  $4 \pm 6\%$  случаев рождения  $\pi^0$ -мезона из пластины вылетает электрон, ошибочно идентифицированный как  $\pi^-$ -мезон. Примесь таких электронов к  $\pi^-$ -мезонам составляет

$$\Delta_{1a} = \frac{\langle n_{\pi^0} \rangle}{\langle n_{\pi^-} \rangle} \cdot (5 \pm 1) \% \approx (5 \pm 1) \%$$

в предположении, что в ядро-ядерных столкновениях  $\langle n_{\pi^0} \rangle \approx \langle n_{\pi^-} \rangle$ .

#### б/ Распад на пару Далитца $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$

Моделирование процесса  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$  /6/ в пластинах дает следующую оценку примеси неидентифицированных электронов к  $\pi^-$ -мезонам:

$$\Delta_{1b} \approx \frac{1,15 \cdot 10^{-2} \langle n_{\pi^0} \rangle}{\langle n_{\pi^-} \rangle} \cdot 0,43 \approx 0,5 \%$$

в/ Примесь "жестких"  $\delta$ -электронов / $E_\delta > 100$  МэВ/

Вероятность выбивания из пластин таких  $\delta$ -электронов высокоэнергичным пионом / $P_\pi > 2$  ГэВ/ или электроном /позитроном/ конверсии в среднем не превышает  $\sim 10^{-3}$  /7/. Примесь неидентифицированных  $\delta$ -электронов к  $\pi^-$ -мезонам не будет превышать долей процента.

## 2. ПОТЕРИ МЕДЛЕННЫХ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ

Часть низкоэнергичных  $\pi^-$ -мезонов, образованных в пластине, либо останавливается в ней, либо имеет в пропане остаточные пробеги / $R \lesssim 3$  см/, недостаточные для их идентификации по кривизне. Для оценки величины этих потерь были проведены по методу Монте-Карло расчеты, в которых были использованы импульсные и угловые распределения  $\pi^-$ -мезонов из реакции  $pp \rightarrow \pi^- X$  при  $3,83$  ГэВ/с. Используемые в расчетах соотношения пробег-энергия в тантале и пропане для малоэнергичных

Таблица 5

Соотношения пробег - кинетическая энергия для малознергичных пионов в тантале и пропане

Тантал	Импульс (МэВ/с)	20	25	30	40	50	65	80	90	110	130	140	150	200
	Кинетич. энергия (МэВ)	1,43	2,25	3,25	5,7	10	14	20	28	38	48,5	62,5	69	105
	Пробег (мм)	0,021	0,06	0,11	0,27	0,66	1,26	2,5	4,1	6,9	10,2	15	18,8	41
Пропан	Импульс (МэВ/с)	10		30		40		50		60		70		80
	Кинетич. энергия (МэВ)	0,73		3,25		5,7		10		12,7		17		20
	Пробег (см)	0		0,25		0,5		0,8		1,5		2,5		4

Таблица 6

Сводка поправок к средней множественности  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в танталовой пластине

Вид поправки	Значение поправки (%)
1) Примесь электронов	-5,0 $\pm$ 1,0
2) Потери медленных $\pi^-$ -мезонов	+2,5 $\pm$ 2,5 -0,5
3) Вторичные взаимодействия $\pi^-$ в пластине	+0,4 $\pm$ 0,4
4) Неопределенность в знаке заряда	0,0 $\pm$ 1,2
5) Вторичные неупругие взаимодействия нуклонов в пластине	-0,5 $\pm$ 0,3
Общая поправка	-2,5 $\pm$ 3,0 -1,7

пионов приведены в табл.5. Величина поправки оказалась равной  $\Delta_2 \approx 2,5\%$  и имеет чисто оценочный характер, т.к. мягкие части спектров пионов в нуклон-нуклонном и ядро-ядерном взаимодействиях могут в принципе заметно отличаться друг от друга.

### 3. ПОТЕРИ $\pi^-$ -МЕЗОНОВ ИЗ-ЗА ВТОРИЧНЫХ НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПЛАСТИНЕ

Часть пионов может быть потеряна из-за вторичных неупругих взаимодействий в той пластине, где они родились. Для оценки вероятности таких потерь было прослежено 130 прохождений идентифицированных  $\pi^-$ -мезонов через пластины. Оказалось, что только в одном из них  $\pi^-$ -мезон в результате неупругого взаимодействия с танталом теряется. Соответствующая поправка равна:

$$\Delta_3 \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{130} = (0,4 \pm 0,4) \%$$

Коэффициент 1/2 учитывает то, что путь  $\pi^-$ -мезона в пластине, где он родился, в среднем в 2 раза меньше пути прохождения "контрольных" пионов через пластины.

### 4. ПОПРАВКА ИЗ-ЗА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ В ЗНАКЕ ЗАРЯДА ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Из-за вторичных неупругих взаимодействий на малой длине /меньшей 5÷8 см/ в пропане или из-за большого угла погружения для части вторичных частиц невозможно однозначно определить знак их заряда. Анализ результатов просмотра событий показывает, что наряду с однозначно идентифицированными отрицательными треками регистрируется некоторое количество треков /составляющих ~2,4% от количества идентифицированных  $\pi^-$ -мезонов/ с неопределенной кривизной. Половина из них / ~1,2%/ по характеру их вторичных взаимодействий была отнесена к  $\pi^-$ -мезонам, а остальная часть - к положительным трекам. Следовательно, в качестве поправки к средней множественности  $\pi^-$ -мезонов берется величина  $\Delta_4 \approx (0 \pm 1,2) \%$ .

### 5. ПОПРАВКИ ИЗ-ЗА ВТОРИЧНЫХ НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ СТРИППИНГОВЫХ ЧАСТИЦ И БЫСТРЫХ НУКЛОНОВ В ПЛАСТИНЕ

Вероятность вторичного взаимодействия стриппингового нуклона с ядром тантала в той же пластине равна

$$w_{\text{вт}} = \frac{1}{2} \cdot d \cdot N_{\text{Ta}} \cdot \sigma_{\text{NTa}} = \frac{1}{2} \cdot 0,1 \cdot 0,55 \cdot 10^{23} \cdot 1,67 \cdot 10^{-24} = 4,6 \cdot 10^{-3},$$

где  $d = 0,1$  см - толщина пластины,  $\sigma_{\text{НТА}} = 1,67$  б - неупругое сечение взаимодействия нуклон-тантал<sup>1/</sup>. Относительный рост средней множественности пионов приблизительно равен:

$$\Delta'_5 \approx \frac{w_{\text{ВТ}}(A - \bar{\nu}_A)}{\bar{\nu}_A} = \omega_{\text{ВТ}} \left( \frac{A}{\bar{\nu}_A} - 1 \right),$$

где  $A$  - атомный вес,  $\bar{\nu}_A$  - среднее число провзаимодействовавших нуклонов<sup>1/8/</sup> налетающего ядра. Для  $d\text{Ta-}$ ,  $\text{HeTa-}$ ,  $\text{CTa-}$  взаимодействий поправка составляет  $\sim 0,1\%$ ,  $0,2\%$ ,  $0,5\%$  соответственно.

Вторичные неупругие взаимодействия могут преуспевать и быстрые /нестриппинговые/ нуклоны. В работе<sup>1/8/</sup> было показано, что их средняя множественность, как и средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов, растет пропорционально  $\bar{\nu}_A$ . Предполагая, что эти нуклоны в среднем уносят половину первичного импульса, можно оценить, воспользовавшись результатами работы<sup>1/9/</sup>, величину поправки к средней множественности  $\pi^-$ -мезонов:  $\sim 0,3\%$ , примерно одинаковую для снарядов всех типов.

Суммарная поправка для  $p-$ ,  $d-$ ,  $\text{He-}$  и  $\text{C-}$  облучений составляет  $\Delta'_5 = 0,3\%$ ,  $0,4\%$ ,  $0,5\%$ ,  $0,8\%$  соответственно.

Сводка поправок к средней множественности  $\pi^-$ -мезонов приведена в табл.6. Видно, что погрешность из-за неопределенностей в вышеприведенных поправках в данном эксперименте не может быть меньше 5%. Отметим, что поправки к средней множественности  $\pi^-$ -мезонов, рожденных во взаимодействиях релятивистских ядер с пропаном, и соответственно неопределенности к этим поправкам примерно в  $1,5 \div 2$  раза меньше, чем в случае взаимодействия с танталовой мишенью.

Из таблицы видно, что основные поправки связаны с примесью электронов и потерей медленных  $\pi^-$ -мезонов. Для медленных  $\pi^-$ -мезонов дана нижняя граница потери. Экспериментальный импульсный спектр  $\pi^-$ -мезонов в столкновениях легких ядер с танталом заметно мягче аналогичного спектра в  $\text{NN-}$ взаимодействиях. В дальнейшем уточнение этой поправки будет проводиться с помощью экспериментального импульсного спектра  $\gamma$ -квантов от  $\pi^0$ -мезонов. Для  $\pi^0$ -мезонов возможно восстановление импульсного спектра вплоть до нулевых значений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
2. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-12281, Дубна, 1979; ЯФ, 1979, 30, с.1590.
3. Абдивалиев А. и др. ОИЯИ, 51-1-12181, Дубна, 1978.



4. Росси Б., Грейзен К. Взаимодействие космических лучей с веществом. ИЛ, М., 1948.
5. Barbaro-Galtieri A. et al. Phys.Lett., 1974, 50B, p.28.
6. Joseph D.W. Nuovo Sim., 1973, 16, p.1000.
7. Росси Б. Частицы больших энергий, Гостехиздат, М., 1955.
8. Абдрахманов Е.О. и др. ОИЯИ, Е1-11517, Дубна, 1978; ЯФ, 1978, 28, с.1304.
9. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-10779, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 28, с.1020.