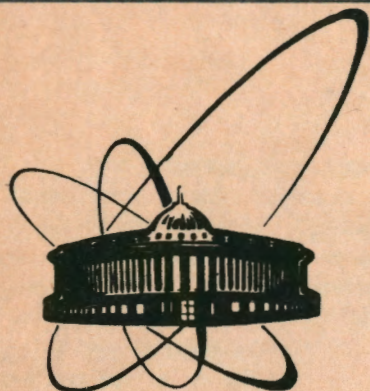


91-264



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P1-91-264

И. А. Ивановская

МЕТОДИКА ВВЕДЕНИЯ ПОПРАВОК
НА ПОТЕРЮ ЧАСТИЦ
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

1991

Методика введения поправок на потерю частиц в пропановой пузырьковой камере

Описывается методика введения поправок на потерю π^- -мезонов и протонов, образующихся в ядерных взаимодействиях в 2-метровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ при облучении ее ядрами дейтерия, гелия и углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. В качестве мишени использовались три танталовые пластины.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод автора

Ivanovskaya I.A.

P1-91-264

The Technique of Correction Introduction for Particle Losses in the Propane Bubble Chamber

The technique of correction introduction for π^- -meson and proton losses in an exposure of the 2m propane bubble chamber to d, He, C nuclei of 4.2 GeV/c per nucleon is described in the present paper. Three tantalum plates are used as a target.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Эксперименты, проводимые с помощью пузырьковых камер, дают возможность исследовать взаимодействия частиц и ядер в условиях 4π -геометрии. Однако, из-за экспериментальных условий, в некоторых импульсных и угловых интервалах частицы регистрируются не со стопроцентной эффективностью. Поэтому требуется вводить поправки на потерю этих частиц.

В настоящей работе описывается методика введения поправок на потерю π^- -мезонов и протонов, образующихся в ядерных взаимодействиях в 2-метровой пропановой пузырьковой камере ЛВЗ ОИЯИ при облучении ее ядрами дейтерия, гелия и углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. В качестве мишени в камере находились три танталовые пластины толщиной 1 мм на расстоянии 93 мм друг от друга.

Потеря частиц связана с неравномерностью освещения камеры по глубине. Треки частиц, вылетающих в нижнюю полусферу, к дну камеры, менее освещены, чем вылетающие в верхнюю полусферу, к стеклу, через которое производится фотографирование, они бледнее и могут быть пропущены при просмотре. Теряются частицы, вылетающие под большим углом к плоскости фотографирования, т.е. круто вниз /азимутальный угол ϕ около 90° / или круто вверх / ϕ около 270° /. Кроме того, медленные частицы, вылетающие под углом θ около 90° к первичному пучку, поглощаются в танталовой пластине.

Потеря частиц существенно зависит от их импульсов, она значительна для малоэнергичных частиц и убывает с ростом их импульсов. Поэтому поправки определялись отдельно для разных импульсных интервалов.

Чтобы ввести поправки, сначала надо получить импульсный спектр исследуемых частиц (с шагом 100 МэВ/с) и так определить импульсные интервалы, чтобы в каждом было достаточное количество частиц для статистического анализа /по крайней мере, больше 100, лучше - несколько сотен/. Затем для каждого интервала импульсов получить двумерные распределения частиц по углам θ /угол вылета относительно первичного пучка/ и ϕ /азимутальный угол/. Величина интервалов $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ выбирается в зависимости от имеющейся статистики /желательно, чтобы в каждом интервале было больше 10 частиц/. Одновременно с двумерными распределениями желательно получать импульсное распределение и распределения по θ и ϕ для всех частиц ($\Delta p = 100$ МэВ/с,

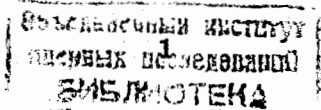


Таблица 1. Двумерное распределение π^- -мезонов с импульсами $p < 0,4$ ГэВ/с из СТа-взаимодействий

ϕ/θ	0°	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°	Σ
360°	0°										
324°	38	84	92	66	33	42	24	9	6		394
288°	30	88	117	82	38	32	33	6	6		432
252°	39	82	101	(46)	(18)	(27)	27	10	5		355
216°	33	85	89	67	29	39	28	11	4		385
180°	37	67	82	80	42	57	23	8	3		399
144°	41	85	75	65	25	32	36	10	1		370
108°	45	89	76	56	38	34	20	7	3		368
72°	37	62	(60)	(26)	(13)	34	24	21	4		281
36°	39	93	88	59	26	39	29	14	7		394
0°	28	89	69	71	37	43	19	12	6		374
Σ	367	824	849	618	299	379	263	108	45		3752

$\Delta\theta = 10^\circ$, $\Delta\phi = 10^\circ$ / и распределения по θ и ϕ для выбранных импульсных интервалов. По этим распределениям удобно наблюдать влияние вводимых поправок. Целью введения поправок является получение равномерных распределений частиц по углу ϕ /изотропии/ и гладких распределений по углу θ .

В табл.1 приведен пример двумерного распределения по θ и ϕ для π^- -мезонов из СТа-взаимодействий в интервале импульсов $p < 0,4$ ГэВ/с. Кружками обведены цифры в интервалах, в которых требуется поправка. В табл.2 приведен расчет поправок. В этой таблице Σn_B и Σn_H обозначают суммарное число частиц, вылетающих в верхнюю / $\phi > 180^\circ$ / и нижнюю / $\phi < 180^\circ$ / полусферы в каждом интервале $\Delta\theta$; \bar{n}_B и \bar{n}_H - среднее число частиц в каждом интервале $\Delta\phi\Delta\theta$ в верхней и нижней полусферах; $K = \bar{n}_B/\bar{n}_H = \Sigma n_B/\Sigma n_H$ - вес, на который надо умножить число частиц, летящих вниз, чтобы получить изотропию; $n_H^{(4)}$ - среднее число частиц в четырех интервалах, исключая тот, который требует большей поправки /обведенный кружком в табл.1/; $K_1 = \bar{n}_B/\bar{n}_H^{(4)}$ - вес для частиц, находящихся в этих четырех интервалах, $K_2 = \bar{n}_B/\bar{n}_H^{(1)}$ - вес для частиц из интервала, обведенного кружком. Если в верхней полусфере есть интервал, требующий поправки, то определяется среднее число частиц в остальных верхних ин-

Таблица 2. Расчет поправок по ϕ

θ	0°	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°	Σ
Σn_B	177	406	481	341	160	197	135	44	24		
Σn_H	190	418	368	277	139	182	128	64	21		
\bar{n}_B			96,4	68,2	32,0	39,4					
\bar{n}_H			73,6	55,4	27,8	36,4					
K			1,31	1,23	1,15	1,17					
$\bar{n}_H^{(4)}$			77,1	62,7	31,4						
K ₁			1,25	1,18	1,13						
K ₂			1,60	2,84	2,73						
$\bar{n}_B^{(4)}$				73,7	35,5	42,5					
K ₃				1,60	1,97	1,58					
Δn			113	120	56	46					335

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{335}{3752} = 8,9\%$$

Таблица 3. Поправки по ϕ для π^- -мезонов с $p < 0,4$ ГэВ/с из Ста-взаимодействий (K_ϕ)

$\Delta\phi$	$0^\circ-20^\circ$	$20^\circ-40^\circ$	$40^\circ-60^\circ$	$60^\circ-80^\circ$	$80^\circ-100^\circ$	$100^\circ-120^\circ$	$120^\circ-140^\circ$	$140^\circ-160^\circ$	$160^\circ-180^\circ$	Δp
$0^\circ-72^\circ$	1,25	1,18	1,13	1,17	1,17					
$72^\circ-108^\circ$	1,60	2,84	2,73	1,17						
$108^\circ-180^\circ$	1,25	1,18	1,13	1,17						
$252^\circ-288^\circ$	1,60	1,97	1,58							

$<0,4$ ГэВ/с

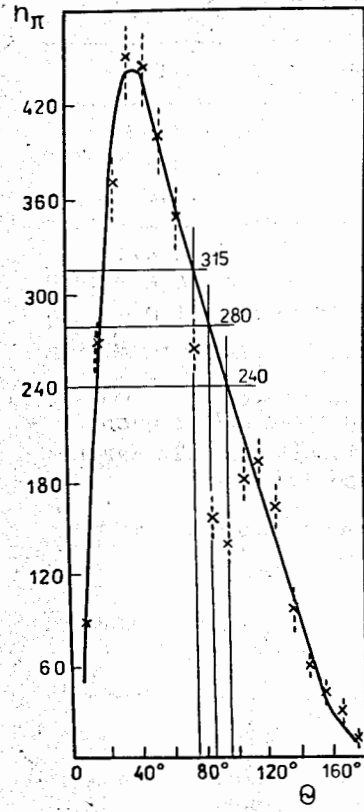
Таблица 4. Поправки по Θ

$\Delta\Theta$	n_1 /есть/	n_2 /должно быть/	$K_\Theta = n_2/n_1$	Δn
$70^\circ-80^\circ$	269	315	1,17	46
$80^\circ-90^\circ$	160	280	1,75	120
$90^\circ-100^\circ$	139	240	1,72	101
				$\Sigma = 267$

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{267}{3752} = 7,1\%$$

Таблица 5. Поправки на примесь π^+ -мезонов к протонам (K_π)

Δp	$1,0-1,5$	$1,5-2,0$	$2,0-2,5$	$2,5-3,0$	$3,0-3,5$	$3,5-4,0$
dTa aTa	0,92 0,91	0,97 0,95				0,99 0,99
CTa	0,90	0,93	0,964	0,983	0,995	1,0



тервалах $\bar{n}_B^{(4)}$ и веса для других интервалов $K_1 = \bar{n}_B^{(4)}/\bar{n}_H^{(4)}$, $K_2 = \bar{n}_B^{(4)}/\bar{n}_H^{(1)}$, $K_3 = \bar{n}_B^{(4)}/\bar{n}_B^{(1)}$; Δn - число добавленных частиц. В табл.3 приведены все поправки по ϕ для рассмотренной группы π^- -мезонов. С этими поправками надо получить все распределения, о которых говорилось выше. Распределения по ϕ теперь должны быть изотропными, $\langle\phi\rangle = 180^\circ$. С помощью распределений по Θ для разных импульсных интервалов надо определить поправки по Θ , как это сделано на рисунке и в табл.4. Общий вес является произведением весов по ϕ и Θ : $K(\phi, \Theta) = K_\phi \times K_\Theta$.

Для протонов перед определением поправок по ϕ и Θ надо еще ввести поправку к импульсам частиц, учитывающую потерю энергии при прохождении танталовой пластины /программа Мехтиева/. Эта поправка зависит от угла вылета частицы. В результате этой поправки средняя нижняя граница импульсов протонов, регистрируемых в камере при взаимодействиях с танталом, $\langle p_H \rangle = 240$ МэВ/с, т.е. не регистрируются практически все испарительные протоны.

Кроме этих поправок, для протонов надо еще вычесть примесь π^+ -мезонов с импульсом $p > 1$ ГэВ/с, которые не отличаются по ионизации от протонов и записываются на DST как протоны. Эта поправка определялась по числу π^- -мезонов в этой области импульсов: $K_\pi = (N_p - N_{\pi^-})/N_p$ /см.табл.5/. Общий вес $K(\phi, \Theta, \pi^+) = K_\phi \times K_\Theta \times K_\pi$.

Частицы, которые мы называем протонами, содержат примесь более тяжелых однозарядных частиц, дейтронов и тритонов. Только в интервале импульсов $1,0 \div 2,0$ ГэВ/с мы отличаем их по ионизации от протонов. Кроме того, все однозарядные положительные частицы с импульсом $p > 6$ ГэВ/с можно считать дейтронами или тритонами. Их следует отбросить, чтобы уменьшить примесь тяжелых частиц к протонам.

Чтобы иметь дело только с протонами, которые принимали участие во взаимодействии, надо вычесть стриппинговые протоны. Стриппинговыми считались протоны с импульсом $p > 3$ ГэВ/с, вылетающие под углом $\Theta < 4^\circ$.

Таблица 6. Суммарные поправки по ϕ и Θ /в процентах/

		dT_a	αT_a	CT_a
π^-	по ϕ	11,8	10,6	7,1
	по Θ	6,6	4,2	5,9
	по ϕ и Θ	18,4	14,8	13,0
p	по ϕ	5,9	6,0	6,4
	по Θ	6,4	6,6	4,6
	по ϕ и Θ	12,3	12,6	11,0

В табл.6 приведены суммарные поправки по ϕ и Θ к числу π^- -мезонов и протонов всех импульсов из dT_a , αT_a и CT_a -взаимодействий, зарегистрированных в пропановой камере.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1991 года.