

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ И
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ им. М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Иваненко И.П., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.Я., Васька Ф.В.,
Вакулов П.В., Васильев Ю.Я., Голынская Р.М., Гордеев В.П.,
Григорьева Л.Б., Казакова А.Б., Козлов В.Д., Куман Н.П.,
Мищенко Л.Г., Никаноров В.М., Папина Л.П., Платонов В.В.,
Подорожний Д.М., Самсонов Г.А., Смоленский Л.Г., Соболяков В.А.,
Тамбовцев Г.Б., Тригубов Ю.В., Фатеева И.М., Федоров А.Н.,
Хейн Л.А., Чикова Л.О., Ширяева В.Я., Яковлев В.М., Янина И.В.

Препринт НИИЯФ МГУ - 89 - 00110.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСОКОЙ
ЭНЕРГИИ НА КСЗ "КОСМОС-1543" И "КОСМОС-1715" С АППАРАТУРОЙ
"СОКОЛ"

Часть III. Определение заряда частиц и эффективности
регистрации. Протоны и ядра He

Москва 1985

ИИИ МГУ, 1989

В данной работе рассматриваются использование и аппаратура детектора заряда частиц и связанные с детектированием заряда методические вопросы восстановления геометрии регистрируемых событий, критериев отбора протонов и ядер He по показаниям двух детекторов заряда, погрешностей, обусловленных ядерным взаимодействием частиц, а также обратный ток вторичных частиц из ионизационного калориметра.

ИИИ ядерной физики МГУ, 1989

И.И.Иваненко, И.Д.Рапопорт, В.И.Шестоперов, Д.В.Басина, П.В.Васулов, Ю.И.Васильев, Р.М.Голынская, В.П.Гордеев, Я.В.Григорьев, А.Е.Козакова, В.Д.Козлов, И.Д.Кушан, А.Г.Мищенко, В.М.Никаноров, Л.П.Папина, В.В.Платонов, С.М.Подорожный, Г.А.Самсонов, Л.Г.Смоленский, В.А.Собинянов, Г.В.Тамбовцев, Ю.В.Тригубов, И.М.Фатеева, А.Н.Федорин, Т.А.Жейн, Л.О.Чикова, В.А.Ширяева, В.М.Яковлев, В.В.Яковлев

МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ИСЗ "КОСМОС-1543" И "КОСМОС-1713" С АППАРАТУРОЙ "СОКОЛ"

Исследование заряда частиц и эффективности регистрации. Протоны и ядра He.

Препринт ИИИФ МГУ - 89-48/119
Работа поступила в ОНТИ
30.06.89

Редактор К.И.Обратимова

Подписано в печать 11.07.89 г. Л-10330.
Печать офсетная. Бумага для множительных аппаратов.
Формат 60x84/16. Уч.-изд.л. - 1,25. Усл. печат. л. - 1,25.
Заказ № 4407. Тираж 10 экз.
Бесплатно

Отпечатано в лаборатории офсетной печати и вспомогательной техники Физического технического центра ИИИФ МГУ

119899, Москва, ГСП

1. Детекторы заряда в аппаратуре "Сокол"

Измерение заряда частиц первичных космических лучей (ПЧЛ) производится в аппаратуре "Сокол" двумя детекторами - ДД-2 и расположенным под ним ДД-1. Каждый из детекторов выполнен конструктивными особенностями, обеспечивающими измерение своего диапазона зарядов $/I/$.

К детектору заряда средних и тяжелых ядер ($Z = 6$) ДД-2 предъявлялись следующие основные требования:

- 1) площадь должна быть достаточной для перекрытия всего телесного угла прибора;
- 2) небольшая толщина радиатора, обеспечивающая "прямая" потеря потока ядер из-за взаимодействия;
- 3) зарядовое разрешение достаточное, но крайней мере, для разделения групп M ($6 \leq Z \leq 9$), H ($10 \leq Z \leq 20$) и UH ($21 \leq Z \leq 28$).

Таким условиям удовлетворял черенковский детектор с толщиной (1 см) флюксиглазовым радиатором и диффузным облучением света. В качестве покрытия диффузора детектора использовалась белая фильтровальная бумага $/2/$.

Для детектора ДД-1 основные требования таковы:

- 1) зарядовое разрешение, достаточное для уверенного разделения протонов и ядер He;
- 2) "направленность", т.е. нечувствительность к встречным частицам, выходящим из ионизационного калориметра (ИК), так называемому "обратному току".

Первое требование удовлетворяется применением достаточно толстого (5 см) радиатора из флюксиглаза, в котором рождается большое число фотонов черенковского излучения. Хороший светосбор в детекторе обеспечивается оптическим контактом с фотоподателем, расположенным непосредственно под радиатором. Верхняя плоскость радиатора выполнена в виде рифленой и зачерненной поверхности для света, обеспечивающей "направленность" детектора. Для мюонов, проходящих перпендикулярно к плоскости радиатора, отношение "прямого" и "обратного" сигналов $\sim 30:1$

ДД-2 имеет 4, ДД-1 - 11 одинаковых секций. Секционирование детекторов заряда существенно для уменьшения амплитуды сигнала от частиц обратного тока в одной секции.

Настройка и настройка ДЗ-2 "Сокол-1" осуществлялась с использованием релятивистских ядер углерода от ускорителя ЛВЭ (ФЭИ), а ДЗ-2 "Сокол-2" и ДЗ-1 - с использованием мюонов космической природы. ДЗ-2 обладал чувствительностью к зарядам вплоть до $z \sim 2$, а ДЗ-1 - до $z \sim 5+10$ ("Сокол-1") и $z \sim 20$ ("Сокол-2"). Пересечение диапазонов представляло возможность совместного анализа данных обоих детекторов. Более детальное описание аппаратуры и процесса ее лабораторных исследований приведено в [3,4].

2. Воспроизведение геометрии регистрируемых событий

При обработке экспериментальных данных проводилось восстановление оси каскада. Траектория первичной частицы используется при классификации событий (см. ниже) и для определения тех секций детекторов зарядов, через которые прошла частица. Особенно важно это для определения конкретной секции детектора ДЗ-1, суммарная площадь которого перекрывает лишь 70% площади детекторов ДЗ-2. Точность определения оси влияет на достоверность отбора протонов и Λ -частиц.

В первом эксперименте эффект "засветки" ФЭУ ливневыми частицами [5] заметно искажал пространственное распределение ионизации (точнее - распределение сигналов от ФЭУ) в пределах отдельных рядов ионизационного калориметра. Это существенно ухудшало точность проведения оси каскада. Сама операция проведения оси проводилась следующим образом. Для каждого ряда калориметра определялась секция (спинтиллатор), где зарегистрирован максимальный сигнал. Считалось, что ось каскада проходит через эту секцию. Затем через середины таких секций в каждой из проекций проводилась прямая по методу наименьших квадратов. Координаты первичной частицы на уровне детекторов при этом в лучшем случае определялись точно в несколько сантиметров.

Во втором эксперименте отсутствие "засветки" позволило привлечь информацию о форме пространственного распределения ионизации в рядах ИК, как следствие, повысить точность проведения оси. Возможны различные способы определения координат центра каскада на данном уровне ИК. Можно находить центр тяжести распределения ионизации по секциям ряда. Этот метод прост, однако при использовании только трех осколосевых секций он принципиально некорректен. А использование большого числа

секций невозможно при попадании оси во 2-ю или 7-ю секции. Кроме того, на долю всех, кроме трех осколосевых секций, остается менее 5% энерговыделения в ряду ИК. В связи с этим был использован параметрический способ определения центра на основе показаний трех секций - максимальной и двух соседних. Тройка этих величин параметризовалась симметричной кривой и центр этой кривой принимался за центр каскада. Рассматривались несколько вариантов параметризации, все - основанные на экспоненциальной форме $A(x) \sim e^{-\Phi(x-x_0)}$.

В табл. 1 приводятся значения ср.кв. отклонений центров от определенной (см. далее) оси для трех вариантов функции $\Phi(x)$, причем для рабочего варианта $\Phi(x) = x$ приведены значения для трех энергетических интервалов.

Таблица 1. Среднеквадратичное отклонение σ для центров каскада при разном зарядии функции $\Phi(x)$

$\Phi(x)$	ax	ax^2	ax^3
E (TeV)	>2	2-5	>5
σ (см)	0,68	0,45	0,34

Как видно, ошибка σ увеличивается при уменьшении энергии каскада. Это может быть связано как с уменьшением измерительной точности при уменьшении сигнала из-за дискретности его представления, так и с ростом физических флуктуаций "хвоста" каскада при уменьшении энергии частицы.

Положение оси в данной проекции определяется прямой, проведенной по методу наименьших квадратов через координаты центров каскадов в рядах. При этом по возможности используются только ряды, для которых была возможна выше описанная процедура нахождения центра каскада. Если в данной проекции есть только один такой ряд, то прямая проводится по двум точкам, второй из которых является серединой максимальной (краевой) секции соседнего ряда. При этом, естественно, точность существенно снижается. Если все секции с максимальным сигналом крайние, тогда прямая проводится через их середину. Доля таких случаев составляет $\sim 15\%$. При каждом фитировании в случае использования трех и более рядов по разбросу точек относительно прямой можно получить оценку ср.кв. ошибки координаты оси на уровне детекторов зарядов. В табл. 2 приводятся эти оценки, усредненные по событиям с $E > 2$ ТэВ, причем, отдельно для случаев использования 3-х, 4-х или 5-ти рядов.

Таблица 2. Среднеквадратичная ошибка координат оси на уровне детекторов заряда (ДЗ)

Число рядов	3	4	5
$\Delta r_{\text{вд}}$	0,98	0,67	0,55
$\Delta r_{\text{расч}}$ близок к ДЗ	0,70	0,55	0,53
далеко от ДЗ	1,42	0,81	0,55

Можно непосредственно рассчитать ср.кв. ошибку оси на том же уровне, заложив известную ошибку в ряду. Третья строка в таблице представляет расчетные значения Δr с использованием рядов, наиболее близких к детекторам заряда, четвертая - наиболее далеких (заложена ср.кв. ошибка в ряду $\Delta r_p = 0,47$ см, соответствующая эксперименту). Как видно, два способа оценки точности проведения оси на уровне детекторов заряда находятся в согласии друг с другом.

Наиболее существенным следствием неточности проведения оси является возможность неверной классификации события с точки зрения попадания частицы в ДЗ-1. Вероятность ошибочного попадания оси можно рассчитать, приняв известную ср.кв. ошибку положения оси. С другой стороны, можно определить ее экспериментально, используя ядра $Z \geq 6$. Сначала рассмотрим случаи, когда истинно попавшие в ДЗ-1 частицы считаются "не попавшими". Для этого были отобраны "подтвержденные" ядра: со значениями заряда по ДЗ-1 (Z_1), достаточно близкими к значениям заряда по ДЗ-2 (Z_2). На рис. 1 приведено интегральное распределение таких событий по переменной $\rho = (R/R_0)^2$, с $E < 2$ ТэВ и $E > 2$ ТэВ. Здесь R - удаление оси от центра секции, по показаниям которой был определен заряд в ДЗ-1, а $R_0 = 8$ см - радиус секции. Отметим, что вероятность неверной классификации зависит от энергии, что является следствием падения точности определения координат оси в отдельном ряду со снижением энергии (см. табл. 1). В табл. 3 представлены, полученные по этим распределениям доли (в процентах) событий с $E < 2$ ТэВ и с $E > 2$ ТэВ, имеющих ось с $R < R_0$ и $R > R_0$.

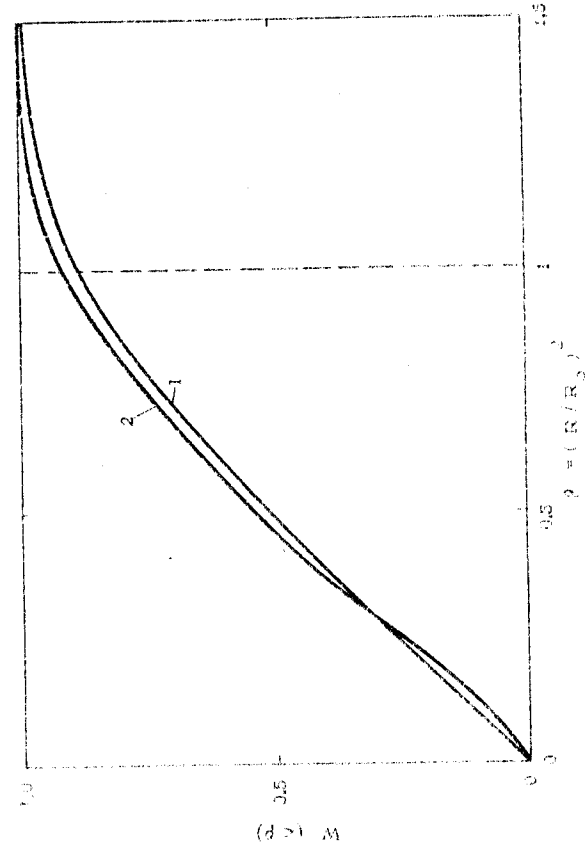


Рис. 1 Интегральное распределение $W(\rho)$ по удалению оси от центра "зарядовой" секции ДЗ-1 для "подтвержденных" ядер с $E < 2$ ТэВ (кривая 1) и $E > 2$ ТэВ (кривая 2)

Таблица 3. Доля (в процентах) "подтвержденных" ядер с осью за пределами рабочей секции ДЗ-1.

R (см)	> 8		> 9	
E(ТэВ)	< 2	> 2	< 2	> 2
эксперимент	12,0 \pm 1,7	7,6 \pm 1,3	3,3 \pm 0,9	1,0 \pm 0,5
расчет	10,0	7,5	2,5	0,6

Обратный эффект - зачисление истинно не попавших в разряд "попавших" событий - был проанализирован экспериментально с использованием ядер с Z_1 существенно меньшими, чем Z_2 . Установка при этом "запускается" небольшим сигналом в ДЗ-1 от обратного тока. Рис. 2 иллюстрирует распределение попаданий осей таких ядер на плоскость ДЗ-1. Семь событий из представленных 78 попали в круг ДЗ-1 и только два из них оказались дальше, чем на один сантиметр от края секции.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что ср.кв. ошибка в определении места прохождения частицы через детекторы заряда составляет по каждой координате $\sim 0,5$ см. При этом вероятность неверной оценки прохождения частиц через секции ДЗ-1 или мимо них составляет около 10%.

Для дифференциального анализа экспериментальных данных была выработана классификация событий по положению оси ливня в калориметре и детекторах заряда. Основными в этой классификации являются требования о выполнении (или не выполнении) следующих четырех условий: а) в каждой из проекций ИК имеется два и более ряда с максимумами энерговыделения, расположенными не в крайних секциях. Ливневая ось: б) проходит через нижнюю плоскость радиаторов ДЗ-2; в) проходит через нижнюю плоскость сцинтилляторов 1-го ряда ИК; г) проходит через нижнюю плоскость сцинтилляторов 10-го ряда ИК.

Выделены следующие классы событий: "А" - события, удовлетворяющие условиям а), б), в) и г), сокращенно - "абвг". Подкласс класса "А" составляет события "А^а", для которых ливневая ось во всех рядах ИК отстоит от боковых граней не менее, чем на 1 секцию. "В" - "абв" (символ "а" означает невыполнение условия "а"). "С" - "бвг" (отсутствие символа "а" означает, что выполнение этого требования не обязательно). "С^а" - "бвг". "Д" - "бг". При этом расстояние ливневой оси до края верхней плоскости радиатора ДЗ-2 $0 < l < 2$ см. $l < 1$ см,

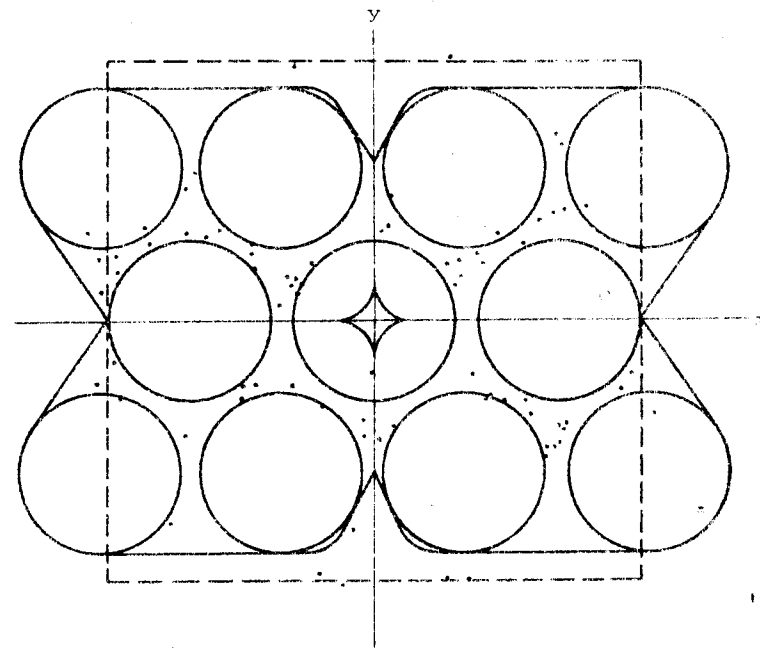


Рис.2 Распределение точек пересечения осей с плоскостью ДЗ-1 для событий с существенным отличием в показаниях детекторов заряда ДЗ-1 и ДЗ-2 ($Z_1 < Z_2$)

где σ — величина ср.кв. ошибки определения координаты на уровне ДЗ-2. Подклассами класса "Д" являются: 1) "Д" — "бг" при $0 < \sigma < 1$; 2) "Д" — "бвг". "Е" — события с низкой точностью определения числовой оси, для которых ср.кв. отклонение на уровне верхней плоскости радиатора ДЗ-2 превышает 12 см; "Г" — "поперечные" события, для которых отношение поперечной ширины каскада к продольной превышает 1. "Н" — "бг" при $0 < \sigma < 2$ и $\sigma > 1$ см.

На положения оси лавны в плоскости радиаторов ДЗ-1 были выделены следующие геометрические признаки событий: (а) — ось проходит через радиатор и отстоит от его края более, чем на одну σ ; (б) — ось проходит через радиатор и отстоит от его края менее, чем на одну σ ; (в) — ось не проходит через радиатор, но отстоит от его края менее, чем на одну σ ; (г) — ось не проходит через радиатор и отстоит от его края более, чем на одну σ .

3. Регистрация протонов и α -частиц^{*)}

Будучи обратного тока на показания ДЗ-1. Вопрос о влиянии обратного тока важен, в первую очередь, при определении энергетического спектра протонов. Обратный ток состоит из двух основных компонент. Первая — это нерелятивистские частицы, вылетающие из ядерных взаимодействий в заднюю полусферу и обладающие высокой ионизирующей способностью. Вторая представляется потоком малоэнергичных γ -квантов, существенно меньшей плотностью ионизирующей способности и совместно с редкими релятивистскими π -мезонами. Интенсивность обеих компонент растет с увеличением энергии и заряда первичной частицы.

В черенковских детекторах регистрируется только вторая компонента. Существенное ослабление чувствительности к обратному току обеспечивается "направленностью" ДЗ-1. Тем не менее, не только в ДЗ-2, но и в ДЗ-1 часто срабатывает более, чем одна секция, что естественно объяснить попаданием в нее частиц обратного тока.

Ввиду недостаточной чувствительности детекторов заряда и низкой точности локализации оси в приборе "Сокол-1", основной анализ проводится на материале "Сокол-2", в котором

^{*)} Примеры выбора ρ и α приведены в п. 4

содержится более трех четвертей статистического материала по протонам и α -частицам.

В таблице 4 приводятся основные характеристики сигналов в дополнительных к основной секциях: доля событий, в которых были срабатывания дополнительных секций; среднее число срабатываний секций $N_{\text{ср}}$; средняя амплитуда сигналов $A_{\text{ср}}$. Эти данные приведены для двух энергетических интервалов, для протонов и α -частиц; выделены случаи взаимодействия до I-го ряда ИС включительно и после него.

Таблица 4. Характеристики сигналов в дополнительных секциях ДЗ-1.

Первичная частица	E(ГэВ)	Доля с доп. сраб. (в %)	$N_{\text{ср}}$	$A_{\text{ср}}$	
ρ	\leq I ряд	2-5	57	1,0	$0,24 \pm 0,02$
		$>$ 5	61	1,1	$0,33 \pm 0,07$
	$>$ I ряд	2-5	10	0,1	$0,25 \pm 0,05$
		$>$ 5	20	0,3	$0,24 \pm 0,06$
α	\leq I ряд	2-5	72	1,4	$0,31 \pm 0,03$
		$>$ 5	69	2,0	$0,37 \pm 0,04$
	$>$ I ряд	2-5	23	0,3	$0,25 \pm 0,05$
		$>$ 5	27	0,7	$0,24 \pm 0,05$
π	2-5	71	2,3	$0,51 \pm 0,04$	
	$>$ 5	97	3,9	$0,53 \pm 0,05$	
ν_{H}	2-5	98	4,3	$0,60 \pm 0,04$	
	$>$ 5	100	5,7	$0,53 \pm 0,06$	

Зависимость параметров, приведенных в таблице, от энергии и глубины начала каскада указывает на то, что за дополнительный сигнал ответственен именно обратный ток из калориметра. Эффект резко ослабляется при уходе начала каскада вглубь калориметра. Это означает, что искажений, вызванных обратным током, следует ожидать в основном для событий с взаимодействием в I-м ряду ИС и выше.

На рис. 3 приведено распределение по максимальной амплитуде в дополнительных секциях ДЗ-1 для протонов и α -частиц, взаимодействующих до I-го ряда калориметра включительно. Пространственное распределение частиц обратного тока относительно траектории первичной частицы демонстрируется на рис. 4 для той же выборки, что и на рис. 3.

Обратный ток может искажать энергетические спектры лег-

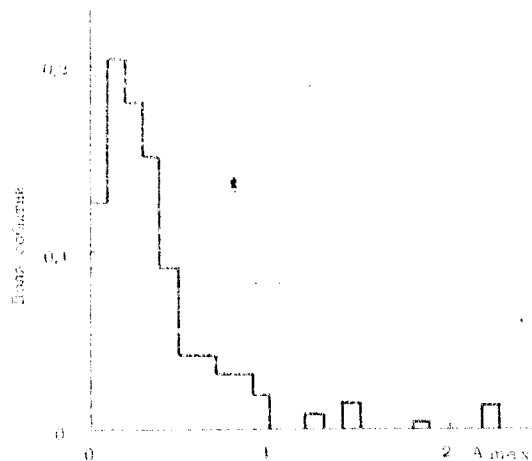


Рис. 3 Распределение по максимальной амплитуде сигнала от обратного тока в ДЗ-1 (для протонов и α -частиц, взаимодействующих в 1-м ряду калориметра и выше)

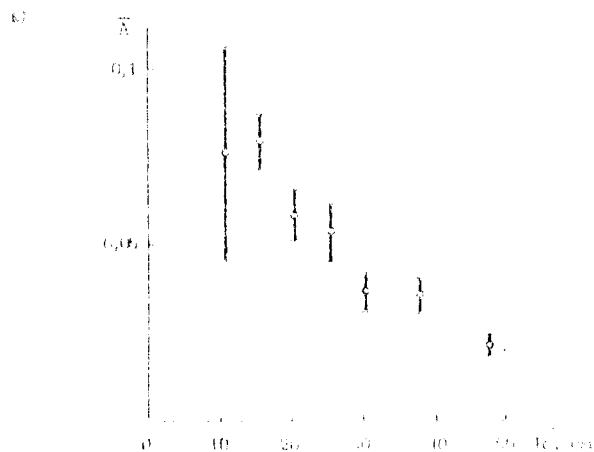


Рис. 4 Зависимость средней амплитуды \bar{A} обратного тока в секции ДЗ-1 от их удаления R от оси каскада (для протонов и α -частиц, взаимодействующих в 1-м ряду ИК)

ких ядер за счет двух эффектов. Во-первых, сигнал от обратного тока может накладываться на основной сигнал от частицы. Тем самым событие будет приписано большее значение заряда. Поскольку обратный ток растет с энергией, это может привести к приписанию высокоэнергичных протонов к α -частицам, при этом измеренный спектр протонов мягче истинного, а α -частиц - жестче. Убыль α -частиц за счет обратного тока должна быть существенно меньше. Во-вторых, частицы высокой энергии, проходя через зазоры между секциями ДЗ-1, могут за счет обратного тока создавать в них сигналы, аналогичные сигналам от протонов и α -частиц. Кроме завышения интенсивности, это приведет к ужесточению спектра.

Рассмотрим первый эффект. Смещение среднего значения заряда при наличии сигнала от обратного тока со средней амплитудой \bar{A} составляет примерно $\Delta \bar{z} \approx A / (2 \bar{z})$, где \bar{z} неискаженное среднее. Для оценки величины A наиболее логично использовать экстраполяцию зависимости A от R на рис. 4 к $\bar{R} = 2/3 R_0 \approx 5,3$ см. Тогда, учитывая разную вероятность событий с обратным током для протонов и α -частиц (см. табл. 4), получим $\Delta \bar{z}_p \approx 0,05$, $\Delta \bar{z}_\alpha \approx 0,03$.

Рассмотрим второй эффект. Попадавшие в зазоры ядра с $Z \geq 6$ достаточно надежно отсекаются ограничением на показание ДЗ-2. Остатки протонов и α -частиц, сопровождаемые достаточным для имитации в ДЗ-1 протонов же и α -частиц обратным током. Как отмечалось ранее, опасны в первую очередь случаи с началом каскада до первого ряда включительно. Определим вероятность имитации протонов (вероятность имитации α -частицы существенно меньше). Из распределения максимальных амплитуд, приведенного на рис. 5 после учета вероятности событий с обратным током, получим, что в 15% случаев амплитуды попадают в интервал, соответствующий зарядовому интервалу протонов, т.е. $0,5 < A < 2$. Если учесть, что общая площадь зазоров составляет $\sim 0,4$ от суммарной площади секций ДЗ-1, и то, что из общего количества p и α -взаимодействующих в 1-м ряду, протонов примерно половина, получим, что присчет к последним составит долю $\sim 0,15 \cdot 0,4 \cdot 2 = 0,12$, а в отношении к протонам, взаимодействующим в первых трех рядах ИК, которых в 2 раза больше, получим окончательную оценку присчета $\sim 6\%$. Реальный присчет должен быть меньше, т.к. по алгоритму обработки показаний секции может интерпретироваться

как заряд паричной частицы только в том случае, если ось отстоит от данной секции не далее, чем на 3σ , где σ — ширина орбиты оболочки проводника оси. Более детальное рассмотрение приводит к возмущению оценки подсчета $\sim 4\%$.

Подсчет можно практически исключить, отбрав события с осью, прокаливающейся в ДЗ-1, однако вследствие неточности проведения оси, при этом ожидается потеря около 10% событий. Частный пример из-за обратного тока, ожидаемый в компромиссном варианте отбора — при включении и событий с осью, прокаливающейся и вне радиатора ДЗ-1, но не далее, чем на одну σ (потери при этом уменьшаются до $\sim 1\%$). В данном случае вклад обратного тока характеризуется распределением амплитуд в соседней к оси "дополнительной" секции ДЗ-1. Вероятность достаточных для имитации протона амплитуд в этом распределении оказывается равной $\sim 5\%$. Площадь, с которой подбираются "слишком" протоны и α -частицы, составляет долю от площади ДЗ-1, приблизительно равную $(0,5 + \sqrt{2})^2 / \pi \cdot 2^2 - 1 \approx 0,3$. Отсюда подсчет к протонам, попадающим в ДЗ-1 и взаимодействующим в 1-м ряду, получим, что его доля равна $\sim 0,3 \cdot 0,06 \cdot 2 = 0,03$, а отнеся к протонам, взаимодействующим в первых 3-х рядах, получим окончательную оценку для подсчета $\sim 1,8\%$.

Учет взаимодействия протонов и α -частиц и критерии их отбора. Отбор протонов и α -частиц основывается на показаниях ДЗ-1 с привлечением показаний ДЗ-2 и информации о траектории паричной частицы. Критерии отбора задаются, исходя из необходимости, с одной стороны, минимизировать подсчет событий, возникающих: а) из-за ядер, задающих край радиатора ДЗ-1; б) частиц, проводящих в зазор между секциями ДЗ-1, но имитирующих сигнал от протона или α -частицы благодаря обратному току из калориметра. С другой стороны, нужно стремиться к минимальной потере, возникающей при а) слишком жестком задании зарядовых границ; б) слишком строгих требованиях к траектории (из-за неточности проведения оси).

Основными эффектами, ухудшающими разрешение пиков от протонов и α -частиц в ДЗ-1, является неполное пересечение радиатора, наложенное на основной сигнал сигнала от обратного тока, имитация заряда обратным током и взаимодействие протонов и α -частиц в радиаторе ДЗ-1. Первый из названных эффек-

тов способен привести к перебору менее 0,5% событий в пикетонах, причем независимо от энергии. Второй и третий эффекты зависят от энергии и, поэтому способны искажать форму энергетического спектра, их влияние на интенсивности согласно проводимым ранее оценкам на должно быть велико. И, наконец, последний из названных эффектов, как показывает расчет, должен приводить к значимому занижению интенсивности α -частиц.

В зарядовые интервалы по ДЗ-1 α -частицы и протоны могут давать вклад в более тяжелые ядра. Во-первых, это может произойти при пересечении самого края радиатора — вероятность такого события меньше процента. Во-вторых, за счет обратного тока при прохождении ядра через зазор, при этом протон имитируется с очень большой вероятностью, α -частица — с существенно меньшей. Однако ядра с $Z \geq 6$ отсеиваются ограничением на показание ДЗ-2.

На рис. 5 и 6 приводятся спектры по ДЗ-1 событий всей энергией с $Z_2 \leq 4$ и каскадом, начинающимся: а) до 1-го ряда; б) после него. На рис. 5 представлены события с $l < 0$, а на рис. 6 — с $0 < l < 0,5$ (l — удаление оси от края радиатора,

$l < 0$ внутри радиатора и $l > 0$ снаружи). Выборка 0,5 свободна от всех вышеперечисленных искажающих эффектов. Нужно отметить очень хорошее разделение пиков от протона и α -частицы в интервале $1,3 \leq l \leq 1,6$ содержится всего лишь 1% событий, а если бы с этим находились нижняя граница пика протона — 0,6 и верхняя граница пика α -частицы — 2,6 на рис. 5б. График демонстрирует, как сказывается на разрешении неполное пересечение радиаторов (обратный ток мал). Напротив, график 5а демонстрирует сдвиг пиков от протона и α -частицы при наличии на основной сигнал сигнала от обратного тока — как видно, этот сдвиг мал: $\Delta Z \approx 0,04$, что соответствует проводимым ранее оценкам. Но добавкой сигнала от обратного тока никак нельзя объяснить длинный и медленно спадающий "хвост" зарядового распределения после $Z_1 = 2,6$. Объяснение ему можно найти, если принять во внимание, что $\sim 1\%$ от измеряемого потока протонов и $\sim 24\%$ потока α -частиц (соответственно $\sim 30\%$ и $\sim 40\%$ по отношению к событиям с началом каскада в 1-м ряду) взаимодействуют в радиаторе ДЗ-1 и над пиком. На рис. 7 показаны зарядовые распределения от взаимодействия протона и α -частиц с $E > 2$ ТэВ в ДЗ-1. На рисунке следы

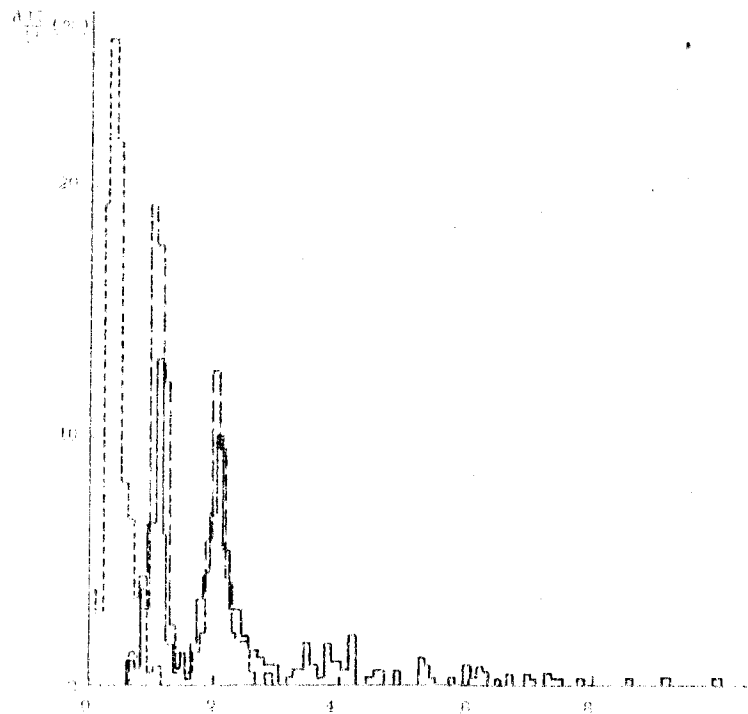


Рис. 5 Зарядовое распределение в ДЗ-1 (по Z_1) для событий с $Z_2 < 4, l < 5$

- а) взаимодействие до 1-го ряда ИК;
- - - б) взаимодействие во 2-м ряду и ниже;
- в) распределение сигналов в соседних сенциях ДЗ-1 (от частиц обратного тока)

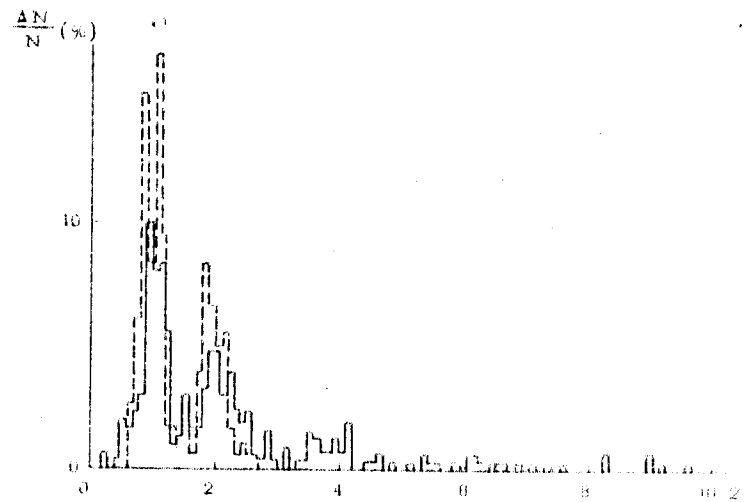


Рис. 6 Зарядовое распределение в ДЗ-1 (по Z_1) для событий с $Z_2 < 4, 5 < l < 6$. — а) взаимодействие в 1-м ряду ИК, - - - б) взаимодействие во 2-м ряду и ниже

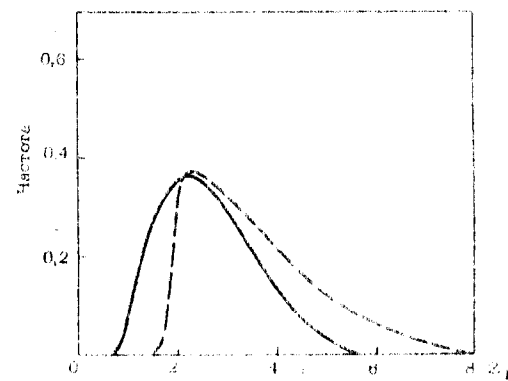


Рис. 7 Распределение показаний в ДЗ-1 после взаимодействия протона (сплошная кривая) и α -частицы (пунктир) в радиаторе ДЗ-1

то, что взаимодействие между протоном, обеспечивающей небольшой "зазор" между заряженными ионами протона и α -частицы (рис. 5), так примерно в половине случаев дает заряд, оказывающийся в зарядовом интервале Z частицы (что должно быть отмечено при интерпретации эффективности).

Сравнительный анализ зарядовых распределений рис. 5 и 6 и учет взаимодействия (рис. 7) позволяет получить, что на долю вылета в интервал $1,3 < Z < 1,6$ α частиц с небольшим переизлучением радиатора ДЗ-1 и попадающих в зазоры между детекторами протонов и α частиц приходится меньше 3% всех событий с $0,7 < Z < 1,6$, а на долю вылета, сдвигающего заряд протона из-за наложения сигнала от обратного тона, - около процента.

Кроме того, из-за роста обратного тока с энергией вкладываемых в них эффектов могут возрасти сравнительно с оценками, полученными на основании рис. 5, 6, где для увеличения статистики были приведены данные по всем зарегистрированным энергиям. Для сравнения на рис. 8 приводятся зарядовое распределение событий с $Z_2 < 5$ и началом каскада до третьего рыва для двух энергетических интервалов: $2 < E < 5$ ТэВ и $E > 5$ ТэВ.

Уточним верхнюю границу показаний детектора ДЗ-2. Предварительно заметим, что при наземных измерениях было обнаружено, что ионы, проходя через фотокатоды ФЭУ-49, создают в ДЗ-2 сигналы, эквивалентные зарядам $Z = 5 \pm 10$. В связи с этим была выделена зона, опасная с точки зрения прохождения ионов через ДЗ-2. На рис. 9, где приведено зарядовое распределение в ДЗ-2 - а) для протонов ($0,7 < Z < 1,4$); б) для α -частиц ($1,6 < Z < 2,7$) с $E > 2$ ТэВ и $Z_2 = 0$, вклад событий с осью, попадающей в опасную зону, отмечен штриховкой. Как видно, показания ДЗ-2 для событий вне основной зоны выключены для протонов в пределах $Z_2 < 4,0$, а для α -частиц - в пределах $Z_2 < 5,0$.

И, наконец, обзор по траектории. Как упоминалось ранее, протон или α -частица, проходящая через зазор между секциями ДЗ-1, может за счет обратного тока создать сигнал в ДЗ-1 с амплитудой протона и рывка - α -частицы. Кроме этого, огибающая рывка в осью, проектирующейся в зазор ДЗ-1 может вылететь вне пределов выключения, происходящего по краям радиатора Z интервала, выключает, протон, прошедший через ДЗ-1,

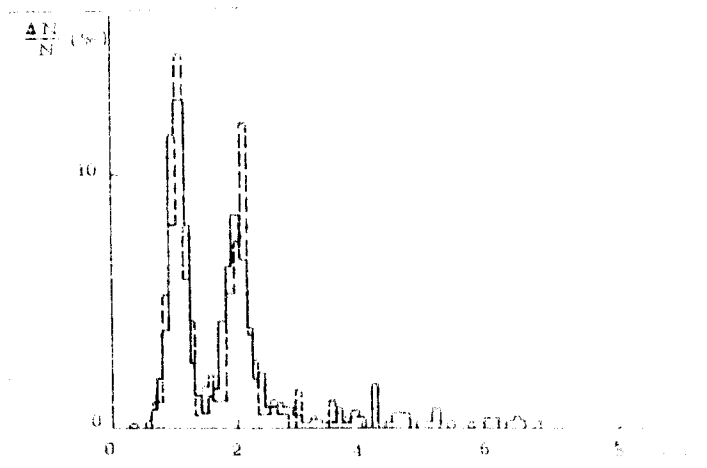
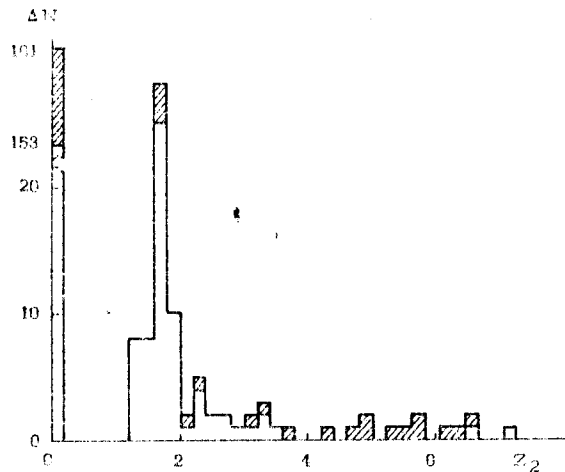
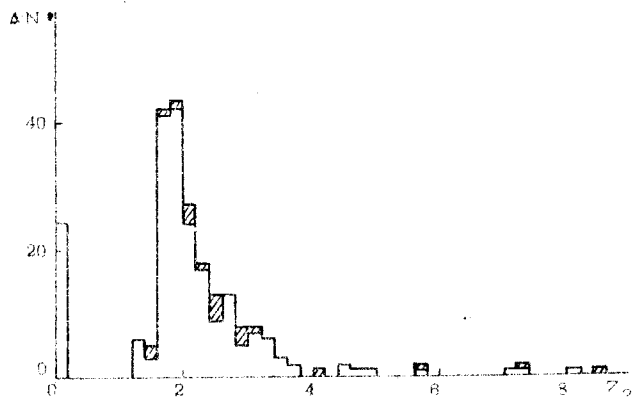


Рис. 8 Зарядовое распределение в ДЗ-1 для событий с $Z_2 < 5$.
 — $2 < E_0 < 5$ ТэВ, - - - $E_0 > 5$ ТэВ



a



б

Рис. 9 Зарядовое распределение по ДЗ-2 для: а - протонов и б - для α -частиц с $E > 2$ ТэВ. Заштрихован вклад событий в опасной зоне на попадание в ФЗУ ДЗ-2

но числяться "не попавшими" из-за неточности проведения оси. Так как точность проведения оси падает при уменьшении энергии, то среди последних будет избыток событий с низкой энергией. На рис. 10 приведено распределение по перпендикулярному расстоянию $\rho = (R/R_0)^2 = (1 + l/R_0)^2$ (R - расстояние от центра детектирующей секции ДЗ-1, $R_0 = 8$ см) для протонов класса "А", регистрируемых с взаимодействием в I-м ряду ИИ и энергией $E > 2$ ТэВ. Также приведено распределение для "подтвержденных" ядер, причем точность проведения оси для двух приведенных классов событий близка: $\sigma_{\text{прот}} = 1,20$ см,

$\sigma_{\text{яд}} = 1,12$ см. В табл. 5 приведены отношения

$$N(l > 0)/N(l < 0), \text{ а также } N(0 < l < \sigma)/N(l < 0)$$

и $N(l > \sigma)/N(l < 0)$ для тех же протонов, затем для протонов, взаимодействующих между первым и третьим рядами, аналогичных выборок для α -частиц, а также для "подтвержденных" ядер в двух энергетических интервалах: $E < 2$ ТэВ и $E > 2$ ТэВ.

Таблица 5. Отношение числа событий, просцируемых за пределы секций ДЗ-1, к числу событий в пределах границ ДЗ-1.

Первичная частица	Энергия в ТэВ	Ряд взаимодействия	$\bar{\sigma}$	$N(l > 0)$	$N(0 < l < \sigma)$	$N(l > \sigma)$
				$N(l < 0)$	$N(l < 0)$	$N(l < 0)$
протон	> 2	I	1,20	$0,20 \pm 0,04$	$0,128 \pm 0,034$	$0,072 \pm 0,024$
		2-3	1,47	$0,14 \pm 0,035$	$0,122 \pm 0,033$	$0,017 \pm 0,012$
α -частица	> 2	I	1,18	$0,14 \pm 0,03$	$0,101 \pm 0,025$	$0,037 \pm 0,016$
		2-3	1,42	$0,10 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,032$	0
ядра "подтвержденные"	> 2	I+2+3	1,12	$0,091 \pm 0,016$	$0,083 \pm 0,016$	$0,008 \pm 0,006$
		< 2	1,58	$0,132 \pm 0,024$	$0,118 \pm 0,023$	$0,013 \pm 0,008$

Как можно видеть из приведенных в таблице значений $\bar{\sigma}$ по точности восстановления осей взаимодействующие в I-м ряду ИИ ("не проскочившие") протоны и α -частицы близки к "подтвержденным" ядрам с $E > 2$ ТэВ, а "проскочившие" - к ядрам с $E < 2$ ТэВ. При учете небольшого различия в $\bar{\sigma}$ для "не проскочивших" протонов и ядер с $E > 2$ ТэВ получим, что избыток протонов с $l > 0$ над ядрами составляет $\sim 10\%$, при этом из них только 4% приходится на долю событий с $0 < l < \sigma$.

Для 10% должны быть отнесены за счет неполного пересечения детектора α -частиц, а также протонов и α -частиц, произошедших в каскадах ДЗ-1. Аналогичным образом, полученный избыток событий с $0 < \ell < \sigma$ для "проскочивших" протонов над прямой с $E < 2 \text{ ТэВ}$ в первую очередь характеризует причесчет α -частиц из-за неполного пересечения детектора, его значение невелико: $\sim 1\%$. Очевидно, что эта оценка применима и для "не проскочивших" протонов.

Окончательно, из приведенного выше анализа следует, что при отборе всех событий, независимо от положения оси отсчитываемого ДЗ-1, причесчет для "не проскочивших" протонов составляет $\sim 10\%$, а для "проскочивших" протонов и всех α -частиц он существенно меньше. Напротив, при отборе событий с $\ell < 0$ происходит потеря: около 10% "не проскочивших" и несколько больше "проскочивших". Потеря существенно уменьшается при отборе событий с $\ell < \sigma$. Важно, что при этом одновременно (в соответствии с приведенными ранее оценками) отсекается большая часть причесчета из-за обратного тока. При рассмотрении всех протонов с началом каскада до третьего ряда оценка причесчета уменьшается до $\sim 2,5\%$. Учтя, что не более половины причесчета от α -частиц из-за неполного пересечения детектора содержится среди событий с $\ell < 0$ оценки полной причесчет величиной $< 4\%$. Это соответствует оценкам, полученным на основании анализа зарядовых распределений. Потеря событий при отборе $\ell < \sigma$ составляет 1-2%.

Сопоставим теперь два способа отбора - $\ell < 0$ и $\ell < \sigma$ по их влиянию на энергетический спектр. Как указывалось ранее, выборка $\ell < 0$ должна быть обеднена малыми энергиями. Соответствующий избыток малых энергий должен оказаться среди событий с $0 < \ell < \sigma$. С другой стороны, там должна присутствовать примесь "обратно-токовых" событий высоких энергий. В зависимости от величины вклада этих двух факторов спектр событий с $0 < \ell < \sigma$ может быть положе или круче спектра событий с $\ell < 0$. Вклад "обратно-токовой" примеси должен в первую очередь проявиться для "не проскочивших" протонов. Показатель спектра таких протонов с $\ell < 0$ при $E > 2 \text{ ТэВ}$ равен $\gamma_{\ell < 0} = 1,45 \pm 0,012$, а с $0 < \ell < \sigma$ $\gamma_{0 < \ell < \sigma} = 2,40 \pm 0,49$. В случае протонов и α -частиц, взаимодействующих до 3-го ряда, показатели спектров имеют

$1,55 \pm 0,07$, $\gamma_{\ell < 0} = 1,83 \pm 0,21$, а при $E > 4 \text{ ТэВ}$ $\gamma_{\ell < 0} = 1,63 \pm 0,12$, $\gamma_{0 < \ell < \sigma} = 2,35 \pm 0,47$. Как видно, фактор энергетической зависимости неточности проведения оси преувеличен. Кривые, из-за небольшого удельного веса событий с $0 < \ell < \sigma$ близкие спектра событий с $\ell < 0$ непосредственно от спектра с $\ell < 0$ невелико. Это демонстрирует рис. 11, где представлены боковые ния двух дифференциальных энергетических спектров - спектра событий с $\ell < 0$ к спектру событий с $0 < \ell < \sigma$ для протонов α -частиц, взаимодействующих до 3-го ряда. Итак, отбор $\ell < \sigma$ позволяет точнее определить интенсивность и наклон спектра.

Таким образом, для методически чистой выборки можно определить следующие границы по z_1 и z_2 : протоны $0,7 < z_1 < 1,4$, $z_2 < 4,0$; α -частицы $1,6 < z_1 < 2,7$, $z_2 = 5,0$. при попадании в "опасную" зону ФЭУ (ДЗ-2), можно ослабить ограничение на z_2 , например, для протонов $z_2 < 10$, а для α -частиц $z_2 < 15$. По траекториям отбираем события с $\ell < \sigma$.

Посмотрим, как варьирование параметров проявляется на энергетических спектрах. В таблице 6 приведены энергетические спектры протонов и α -частиц при разных вариантах отбора; приведены числа событий с энергией выше заданной ($E > 2 \text{ ТэВ}$, ($E > 5 \text{ ТэВ}$) и показатели интегрального спектра $\gamma(E > 2 \text{ ТэВ})$ и $\gamma(E > 5 \text{ ТэВ})$. Отдельно приведены данные по частицам, взаимодействующим в I-м ряду и после него. Как правило, анализируются события класса "А", т.е. такие, для которых возможно качественно надежное проведение оси, но приводятся также анализы для классов "А" и "В" в сумме. В варианте 6 для классов "А" берутся все события с $\ell < \sigma$, а для класса "В" только с $\ell < 0$. В варианте 12 для протонов события с $\ell < 0$ берутся по основным параметрам. Но для событий с $0 < \ell < \sigma$ введено более жесткое ограничение на показание ДЗ-2 - $z_{\text{ДЗ-2}} < 3,0$. Кроме того, условие $z_{\text{ДЗ-2}}^{\text{max}} < 0,5$, где $z_{\text{ДЗ-2}}^{\text{max}}$ - максимальное показание в "дополнительной" секции ДЗ-1 (анализ показал, что при этом истинные протоны отвергаются с вероятностью $\sim 20\%$, а имитированные обратным током - 80%); для α -частиц для событий с $0 < \ell < \sigma$ требуется $z_2 < 4,0$.

Все варианты можно разбить на две группы: первая группа - с включением или исключением заведомо энергетически завышенных событий (2,3,6,7 варианты), во второй группе - с выделением

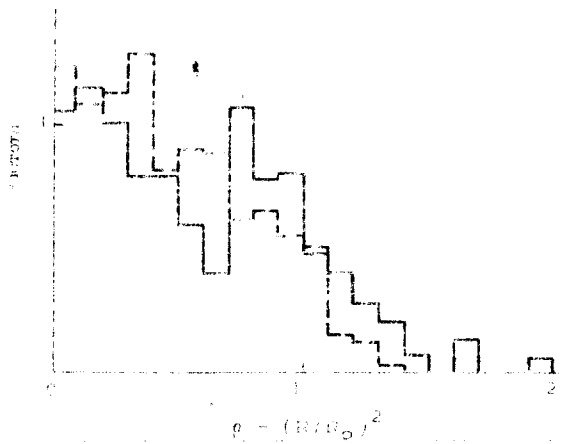


Рис. 10 Дифференциальное распределение по удалению оси от центра детектирующей секции ДЗ-1 для протонов с $E > 2$ ТэВ. с началом каскада до 1-го ряда (сплошная линия) и "подтвержденных" ядер с $E > 2$ ТэВ (пунктир)

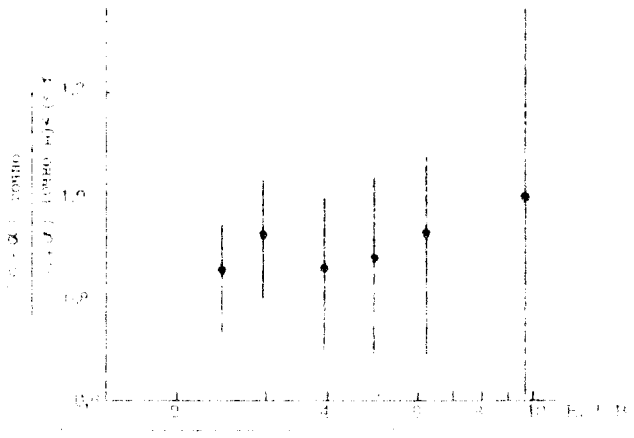


Рис. 11 Отношение дифференциального спектра протонов и α -частиц с $\theta < 0$ к спектру с $\theta < 60$

Таблица 6
Характеристики энергетического спектра протонов и α -частиц при разных вариантах отбора

№:	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	XIII	ПРОТОНЫ	
														Класс	ρ
1	0,7-1,4	< 4	A	< 60	153	37	1,59*	1,80	225	55	1,60	2,03	8	1,60	2,03
2	"	"	"	< 60	104	27	1,49	1,86	141	33	1,55	1,78	9	1,55	1,78
3	"	"	"	< 0	136	35	1,53	1,73	198	47	1,60	1,96	10	1,60	1,96
4	"	"	"	20	159	41	1,54	1,74	228	55	1,62	2,03	11	1,62	2,03
5	"	"	"	все	170	46	1,50	1,66	230	55	1,62	2,03	12	1,62	2,03
6	"	"	"	< 60	172	43	1,55	1,77	247	64	1,56	1,97	13	1,56	1,97
7	"	"	"	все	207	54	1,52	1,64	267	67	1,59	2,00	14	1,59	2,00
8	0,7-1,3	"	A+B	< 60	146	36	1,58	1,81	220	55	1,60	2,03	15	1,60	2,03
9	0,7-1,5	"	"	"	161	41	1,56	1,83	227	56	1,61	2,06	16	1,61	2,06
10	0,7-1,6	"	"	"	164	42	1,56	1,86	232	56	1,59	2,04	17	1,59	2,04
11	0,7-1,4	< 3	"	"	146	33	1,63	1,75	225	55	1,60	2,03	18	1,60	2,03
12	"	< 4	при $\theta < 0$	< 60	146	35	1,59	1,73	222	55	1,62	2,03	19	1,62	2,03

Средние значения

ЧАСТИЦ

Энергия	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1,5-2,0	43	42	43	43	43	43	43	43	43	43	43	43
2,0-2,5	44	44	44	44	44	44	44	44	44	44	44	44
2,5-3,0	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45
3,0-3,5	46	46	46	46	46	46	46	46	46	46	46	46
3,5-4,0	47	47	47	47	47	47	47	47	47	47	47	47
4,0-4,5	48	48	48	48	48	48	48	48	48	48	48	48
4,5-5,0	49	49	49	49	49	49	49	49	49	49	49	49
5,0-5,5	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50	50
5,5-6,0	51	51	51	51	51	51	51	51	51	51	51	51
6,0-6,5	52	52	52	52	52	52	52	52	52	52	52	52
6,5-7,0	53	53	53	53	53	53	53	53	53	53	53	53
7,0-7,5	54	54	54	54	54	54	54	54	54	54	54	54
7,5-8,0	55	55	55	55	55	55	55	55	55	55	55	55
8,0-8,5	56	56	56	56	56	56	56	56	56	56	56	56
8,5-9,0	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57	57
9,0-9,5	58	58	58	58	58	58	58	58	58	58	58	58
9,5-10,0	59	59	59	59	59	59	59	59	59	59	59	59
10,0-10,5	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60	60
10,5-11,0	61	61	61	61	61	61	61	61	61	61	61	61
11,0-11,5	62	62	62	62	62	62	62	62	62	62	62	62
11,5-12,0	63	63	63	63	63	63	63	63	63	63	63	63
12,0-12,5	64	64	64	64	64	64	64	64	64	64	64	64
12,5-13,0	65	65	65	65	65	65	65	65	65	65	65	65
13,0-13,5	66	66	66	66	66	66	66	66	66	66	66	66
13,5-14,0	67	67	67	67	67	67	67	67	67	67	67	67
14,0-14,5	68	68	68	68	68	68	68	68	68	68	68	68
14,5-15,0	69	69	69	69	69	69	69	69	69	69	69	69
15,0-15,5	70	70	70	70	70	70	70	70	70	70	70	70
15,5-16,0	71	71	71	71	71	71	71	71	71	71	71	71
16,0-16,5	72	72	72	72	72	72	72	72	72	72	72	72
16,5-17,0	73	73	73	73	73	73	73	73	73	73	73	73
17,0-17,5	74	74	74	74	74	74	74	74	74	74	74	74
17,5-18,0	75	75	75	75	75	75	75	75	75	75	75	75
18,0-18,5	76	76	76	76	76	76	76	76	76	76	76	76
18,5-19,0	77	77	77	77	77	77	77	77	77	77	77	77
19,0-19,5	78	78	78	78	78	78	78	78	78	78	78	78
19,5-20,0	79	79	79	79	79	79	79	79	79	79	79	79
20,0-20,5	80	80	80	80	80	80	80	80	80	80	80	80
20,5-21,0	81	81	81	81	81	81	81	81	81	81	81	81
21,0-21,5	82	82	82	82	82	82	82	82	82	82	82	82
21,5-22,0	83	83	83	83	83	83	83	83	83	83	83	83
22,0-22,5	84	84	84	84	84	84	84	84	84	84	84	84
22,5-23,0	85	85	85	85	85	85	85	85	85	85	85	85
23,0-23,5	86	86	86	86	86	86	86	86	86	86	86	86
23,5-24,0	87	87	87	87	87	87	87	87	87	87	87	87
24,0-24,5	88	88	88	88	88	88	88	88	88	88	88	88
24,5-25,0	89	89	89	89	89	89	89	89	89	89	89	89
25,0-25,5	90	90	90	90	90	90	90	90	90	90	90	90
25,5-26,0	91	91	91	91	91	91	91	91	91	91	91	91
26,0-26,5	92	92	92	92	92	92	92	92	92	92	92	92
26,5-27,0	93	93	93	93	93	93	93	93	93	93	93	93
27,0-27,5	94	94	94	94	94	94	94	94	94	94	94	94
27,5-28,0	95	95	95	95	95	95	95	95	95	95	95	95
28,0-28,5	96	96	96	96	96	96	96	96	96	96	96	96
28,5-29,0	97	97	97	97	97	97	97	97	97	97	97	97
29,0-29,5	98	98	98	98	98	98	98	98	98	98	98	98
29,5-30,0	99	99	99	99	99	99	99	99	99	99	99	99
30,0-30,5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100

В статистическом смысле в первом и втором экспериментах $\sigma = 0,15$; в первом $\sigma = 0,15$.

считаются вариации всех недостаточно однозначных ограничений. Оказывается, что наибольшие колебания σ происходят в первой группе, но в пределах статистических ошибок. Во второй группе видно, что а) для событий с поздним началом каскада все варианты дают практически одинаковые интенсивности и показатели, б) в случае начала каскада в 1-м ряду разброс интенсивностей лежит в пределах 10%, разброс показателей составляет примерно треть от среднеквадратичной ошибки.

Итак, можно сделать вывод, что некоторая неоднозначность в критериях отбора протонов и α -частиц может привести к неопределенности в интенсивности менее 10% и пренебрежимо мало сказывается на наклоне энергетического спектра.

В окончательных критериях отбора протонов и α -частиц устранен зазор между двумя зарядовыми интервалами. В качестве граничного значения принято $z_1 = 1,5$. При этом возможен энергетически независимый перебор α -частиц в протоны ~ 2%. Зарядовые границы для протона были определены следующими: $0,7 < z_1 < 1,5$, $z_2 < 4,0$. Для α -частицы - $1,5 < z_1 < 3,2$

$z_2 < 5,0$. Требования к геометрии событий включали в себя прохождение оси через ДЗ-2, 1-ый и 10-ый ряды ИК и $\ell < 0$ относительно ДЗ-1. Кроме того, для надежности интерпретации зарядовых групп исключались события (~ 9%) с осью, проектирующейся в "опасную", с точки зрения попадания в ЗСУ ДЗ-2, зону.

В эксперименте "Сокол" все зарядовые границы при отборе были такими же, как "Сокол-2". Но отбор событий по геометрии был осложнен существенно более низкой точностью проведения оси. Это в первую очередь затруднило отбор протонов, для которых наиболее опасен подсчет частиц, проходивших мимо ДЗ-1. Отбор только событий с $\ell < 0$ ведет к очень большой потере, например, используя для контроля "подтвержденные" ядра с $E = 2$ ТэВ получим, что события с $\ell > 0$ составляют 37%. В связи с этим предъявлялось только требование обязательного пересечения осью радиатора ДЗ-2 (с учетом всех деталей его формы). Из-за неточности проведения оси при этом терялась часть событий, но существенно меньшая, чем при требовании $\ell < 0$. Кроме того, при отборе требовалось, чтобы в секциях ДЗ-1, доплотительных к присоевой, показание которой брало в качестве заряда частицы, не было показаний больших или равных последнему.

Доля окончательно отобранных протонов с $\ell > 0$ составила 36,7%. Близость этого значения к приведенному выше для сдвг свидетельствует о том, что в итоге большого подсчета не произошло.

В рамках принятых энергетических критериев отбора эффективности регистрации частиц, с учетом их взаимодействия в веществе аппаратуры / 6 /, составила: в эксперименте "Сокол" (с отбором взаимодействий в 1-2 рядах ИК) $\sim 0,36$ для протонов и $\sim 0,35$ для α -частиц; в эксперименте "Сокол-2" (с отбором взаимодействий в 1-3 рядах ИК) $\sim 0,59$ и $\sim 0,77$ соответственно.

Литература

1. Бернов С.И., Вакулов П.В., Григорьев Н.Л. и др. Сб.: Научное космическое приборостроение. М.: Металлургия, 1983, вып. 1, 73-76.
2. Барина Л.Н., Самсонов Г.А., Шестоперов В.Я. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физ. эксп., 1986, вып. 3, 87-88.
3. Barina L.N., Samsonov G.A., Shestoperv V.Ya. et al. Problems of Space Instrumentation. Preprint No. 43/86, Moscow, 1986.
4. Григорьев Н.Л., Иваненко И.П., Рапопорт И.Д. и др. Вестник Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон., 1986, 29, № 4, 44-50.
5. Иваненко И.П., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.Я. и др. Препринт ЦНИИ ВВС, 43/86, Москва, 1986.
6. Григорьев Н.Л., Иваненко И.П., Шестоперов В.Я. и др. Препринт ЦНИИ ВВС, 43/86, Москва, 1986.