

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

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

И.П.Иваненко, И.Д.Рапопорт, В.Я.Шестоперов, Ю.В.Басина,
П.В.Вакулов, Ю.Я.Васильев, Р.М.Гольдманская, Ю.П.Гордеев,
Л.В.Григорьева, А.Е.Казекова, В.Д.Козлов, И.П.Кумпан,
И.Г.Мищенко, В.М.Никаноров, Л.П.Папина, В.В.Платонов, Д.М.
Подорожный, Г.А.Самсенов, Л.Г.Смоленский, В.А.Собиняков,
Г.Е.Тамбошцев, Ю.В.Тригубев, И.М.Фатеева, А.Н.Федоров, Л.А.
Хейн, Л.О.Чикова, В.Я.Ширяева, В.М.Яковлев, И.В.Яшин

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

Часть IV. Определение заряда и эффективности регистрации
ядер с $Z \geq 6$

Препринт НИИЯФ МГУ - 89 - 52/129.

Москва 1989

В данной работе рассмотрены методические вопросы, связанные с критериями отбора зарядовых групп М, Н и VН по показаниям двух детекторов заряда аппаратуры "Сокол" и погрешностям в их определении.

© НИИ ядерной физики МГУ, 1989

1. Критерии отбора зарядовых групп

Определяющим при детектировании ядер q зарядом $Z \geq 6$ в аппаратуре "Сокол" был детектор заряда ДЗ-2. Детектору ДЗ-1 в этой области зарядов отведена роль вспомогательного "подтверждающего" детектора.

Методические вопросы анализа экспериментальных данных по средним и тяжелым ядрам в эксперименте "Сокол-1" подробно рассмотрены в работах [1,2], где на основе полученных зарядовых распределений был сделан вывод о том, что зарядовое разрешение ДЗ-2 удовлетворительно описывается формулой

$$\sigma_z = \sqrt{9 \cdot 10^{-2} + 1,6 \cdot 10^{-3} Z^2} \quad (1)$$

где Z - зарядный заряд. Первый член обусловлен пуассоновым распределением числа фотоэлектронов, второй - неоднородность светосбора в детекторе. Величина σ_z составляет $\sigma_z \sim 0,4$ и $1,1$ для группы М и VН соответственно.

По своим основным параметрам детекторы ДЗ-2 приборов "Сокол-1" и "Сокол-2" идентичны. Вместе с тем, эксперимент "Сокол-2" позволил уточнить критерии отбора средних и тяжелых ядер, вследствие большего, чем в первом эксперименте, перекрытия диапазонов измерения ДЗ-1 и ДЗ-2.

Поскольку в веществе ДЗ-1 претерпевает взаимодействие около 30% ядер группы М ($6 \leq Z \leq 9$) и около 50% ядер группы VН ($21 \leq Z \leq 30$), и при этом создаваемый ими сигнал может оказаться меньше сигнала от непрореагировавшей частицы, критерии отбора ядер по ДЗ-1 не должны "отсекать" прореагировавшие в нем ядра во избежание потерь в статистике. С другой стороны, эти критерии должны отбирать частицы, прошедшие в пределах телесного угла прибора, во избежание возможных искажений энергетического спектра за счет тех событий, в которых срабатывание ДЗ-1 вызвано обратным током при прохождении первичной частицы в вазоре между секциями.

Для выработки критериев отбора первоначально были проанализированы распределения по величине сигнала в ДЗ-2 Z_2 при "жесткой" условии, что сигнал в ДЗ-1 $Z_1 > 0,5 Z_2$. Это позволило установить границы зарядовых групп по величине Z_2 (ДЗ-2): для группы М - $5 < Z_2 \leq 9,5$; группы Н - $9,5 < Z_2 \leq$

$\leq 20,5$; группы $VH - 20,5 < Z_2 \leq 33$. Затем, для ядер различных групп были проанализированы распределения по Z_1 для событий с осью, проходящей через радиатор ДЗ-1 и отстоящий от его края не менее, чем на 2σ . При этом исключалась возможность прохождения траектории частицы через колбу ДЗ-2, приводящего к искажению сигнала Z_2 . Из рис. 1 видно, что в результате взаимодействия сигнал от частицы может уменьшаться по сравнению с исходным; однако существенное изменение сигнала происходит в небольшой доле событий. В качестве критериев отбора по Z_1 были выбраны следующие: для группы М - $Z_1 > 3$, группы Н - $Z_1 > 6$; группы $VH - Z_1 > 7$. По положению оси каскада отбирались события с геометрическими признаками "а", "б" и "в" / 3 /. Предел по Z_1 существенно превышает значение среднего заряда, имитируемого обратным током во внесевой секции ДЗ-1 при прохождении средних и тяжелых ядер / 3 /.

На рис. 2 приведено для всех энергий распределение по Z_2 для событий, отобранных по указанным критериям по Z_1 .

Табл. 1 иллюстрирует устойчивость полученных результатов относительно изменения этих критериев.

Таблица 1
Влияние вариаций критериев отбора зарядовых групп на объём и энергетический спектр выборки

Зарядовая группа	Уменьшение Z_1		Увеличение Z_1		исключение событий "в"	
	$M - Z_1 > 2$	$H - Z_1 > 3$	$VH - Z_1 > 4$	$Z_1 > 0,6 Z_2$		
	$\Delta N(\%)$	$\Delta \delta$	$\Delta N(\%)$	$\Delta \delta$	$\Delta N(\%)$	$\Delta \delta$
М	+6	-0,06	-17	-0,06	-11	+0,06
Н	+7	+0,03	-26	-0,02	-14	-0,01
VH	+6	0,00	-31	-0,05	-13	-0,04

ΔN - изменение статистики при $E_0 > 2$ ТэВ, $\Delta \delta$ - изменение показателя интегрального спектра. Статистическая ошибка определения составляет 0,10-0,12.

Как видно, допустимые вариации критериев отбора не ока-

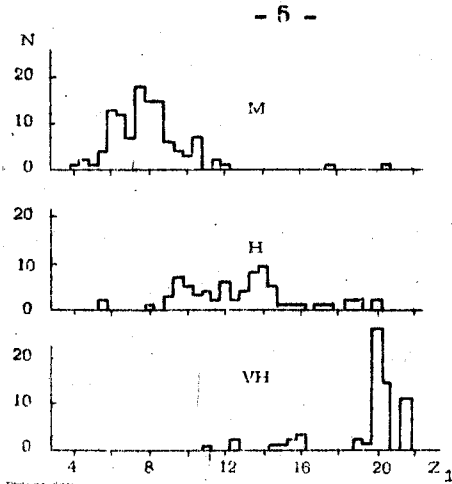


Рис.1. Зарядовое распределение по Z_1 для событий с траекторией частицы, отстоящей от края радиатора ДЗ-1 не менее, чем на 2σ

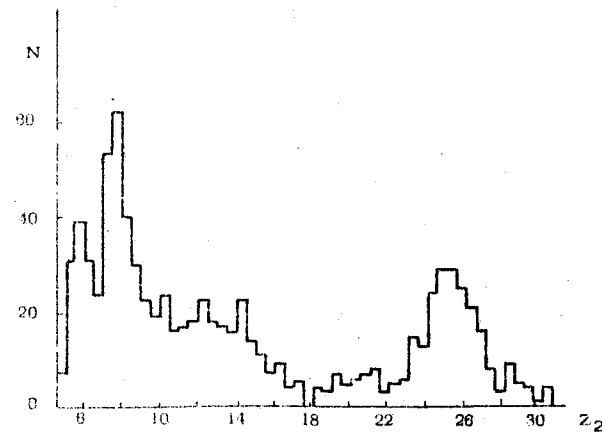


Рис.2. Зарядовое распределение по Z_2 для ядер, удовлетворяющих критериям отбора по Z_1

зывает значимого влияния на форму спектра. Изменение интенсивности ΔN в графе 1 связано с влиянием обратного тока,

а также с кривыми эффектами в ДЗ-1, которые будут рассмотрены ниже. Изменение интенсивности в графе 3 соответствует той потере статистики, которая связана с неточностью проведения траектории частицы. Выявление "жестких" критериев отбора, таких как в графе 2, вызывает необходимость учета в полной мере влияния взаимодействия ядер в веществе ДЗ-1, ДЗ-2 и над ними. Такой учет требует детального моделирования и существенно зависит от выбранной границы по Z_1 .

Указанные выше критерии отбора $Z_1 > 3, 5, 7$ в значительной степени уступают эту трудность, необходимо лишь оценить влияние взаимодействий в ДЗ-2 и над ним, приводящих к небольшому (< 15%) взаимопереходу ядер из одной зарядовой группы в другую. Оценка соответствующих поправок была сделана на основе данных о пробегах и каналах фрагментации, приведенных в работах / 5, 6, 7 /. Поправочный коэффициент для группы VH составил ~1,1. Для ядер групп M и H эти поправки составили менее 5% и не вводились. Эти неэффективности соответствуют реализованной эффективности регистрации частиц этих групп, ~0,9 и ~1 соответственно.

Для анализа отбирались события с геометрическим признаками "a", "z" и "c". Имеется 8 событий с $E_0 > 2$ ТэВ класса A с геометрическим признаком "a" / 3 /, удовлетворяющих указанным критериям отбора, что составляет 1% статистического материала. Эти события вызваны, по-видимому, обратным током. Из них 4 имеют $2 < E_0 < 10$ ТэВ и 2 - $E_0 > 10$ ТэВ. Включение таких событий в выборку не оказало бы заметного влияния на характеристики энергетического спектра. Поэтому совместное использование критериев по ДЗ-2 и ДЗ-1, без привлечения информации о прохождении траектории частицы через секцию ДЗ-1 обеспечивает надежный отбор частиц, проходящих через оба детектора, что существенно для прибора "Сокол-1", где точность проведения оси мала.

Для обоих детекторов имеет место кривые эффекты. В случае ДЗ-2 - это прохождение частиц через колбу фотомножителя, создающее искаженный сигнал в детекторе. Для контроля

за такими событиями в алгоритм обработки данных введена, так называемая, "опасная зона". В плоскости радиатора ДЗ-2 она представляет собой область, прилегающую к ФЭУ, в пределах которой возможно прохождение частиц всех классов / 3 / через колбу фотомножителя. В ДЗ-1 кривой эффект - это прохождение по краю радиатора секции детектора, приводящее к уменьшению сигнала от частицы. В приложении I "Геометрические факторы аппаратуры "Сокол" будет рассмотрено влияние этого эффекта при заданных критериях отбора по ДЗ-1.

2. Влияние обратного тока на показания ДЗ-2

Для анализа влияния обратного тока на показания ДЗ-2, рассмотрим на приборе "Сокол-2" сигнал Z_2 , возникающий в тех секциях детектора, через которые не прошла частица (внеосевых). На рис. 3 приведены значения Z_2 , усредненные по всем (трем) внеосевым секциям для различных групп ядер, отобранных по указанным выше критериям. Рассмотрены события с $E_0 > 2$ ТэВ, энергией, превышающей пороговое значение для ядер $Z \geq 6$. На рис. 3 пунктиром приведены аналогичные данные по прибору "Сокол-1". Их незначительное отличие от данных по "Сокол-2" позволяет отнести в дальнейшем выводы данного раздела и к материалу эксперимента "Сокол-1".

Чтобы оценить величину обратного тока в секции, через которую прошла частица, рассмотрим пространственное распределение амплитуд сигналов, создаваемых обратным током. Для выяснения характера пространственного распределения обратного тока можно обратиться к данным детектора ДЗ-1, обладающего более дробным секционированием. На рис. 4 приведена зависимость средней величины сигнала Z_1 во внеосевой секции ДЗ-1 от расстояния R до осевой секции для событий M, H и VH с $E_0 > 10$ ТэВ. Характерным расстоянием между секциями ДЗ-2 является величина $R \sim 40$ см. Как показывает экстраполяция величины обратного тока от $R \sim 40$ см к $R = 0$, сигнал в осевой секции ДЗ-1 (а, значит, и в соответствующей секции ДЗ-2) может в ~ 2 раза превышать среднюю величину сигнала во внеосевых секциях.

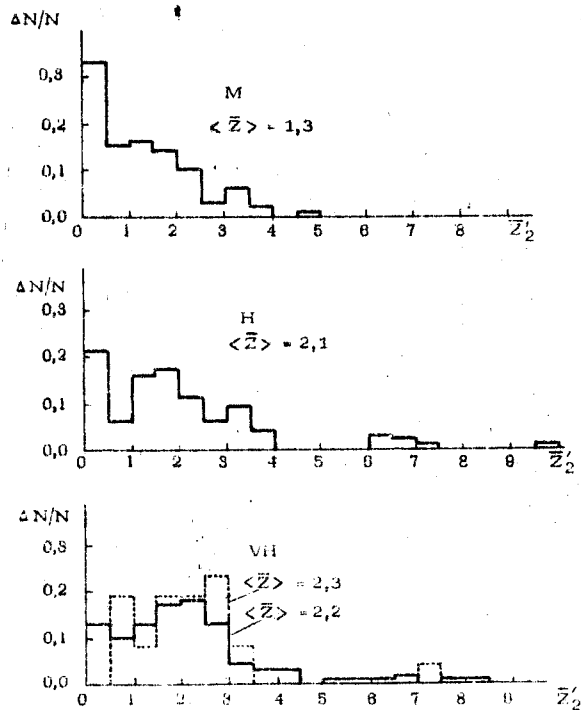


Рис.3. Зарядовое распределение сигналов Z'_2 во внесосевых секциях ДЗ-2, пунктиром приведены аналогичные данные по прибору "Сокол-1"

Влияние обратного тока на показания ДЗ-2 проявляется как в сдвиге средних значений зарядов ядер при сложении их сигналов с сигналом от обратного тока, так и в том ухудшении зарядового разрешения ДЗ-2, которое связано с флуктуациями величины обратного тока. Как следует из рис. 3, сдвиг должен быть более значителен для ядер группы М сравнительно с группой VН, что сказывается на виде распределений, приведенного на рис. 2. Заметим, что существует еще одна причина, приводящая к некоторой деформации этого распределения: уменьшение сигнала от ядер группы VН в результате их взаимодействия в веществе ДЗ-2.

Для оценки влияния флуктуаций обратного тока на разрешающую способность ДЗ-2, необходимо соотнести амплитуду этих флуктуаций с амплитудой полезного сигнала от ядра в осевой секции. Анализ распределений, приведенных на рис. 3, позволяет оценить флуктуации обратного тока во внесосевых секциях. Учет возрастания величины обратного тока в осевой секции (см. рис. 4) показывает, что вклад обратного тока в ухудшение разрешающей способности ДЗ-2 для ядер группы М сравним с вкладом от флуктуаций числа фотоэлектронов и неоднородности светосбора (см. формулу (1)). Для ядер группы VН вкладом обратного тока можно пренебречь.

Рассмотрим теперь энергетическую зависимость величины сигналов во внесосевых секциях, которая может приводить к энергетически зависимому перебросу событий из одной зарядовой группы в другую и искажению формы энергетического спектра каждой из групп. Это касается, главным образом, границы между группами М и N (см. рис. 2), поскольку для группы VН отчетливая выделенность в зарядовом распределении и большая величина основного сигнала делают её практически не подверженной искажениям.

Пользуясь полученными выше оценками, рассмотрим события, приписанные к группе N, у которых $\sqrt{Z'_2} - (2\bar{Z}'_2)^2 \leq 9,5$, т.е. события, которые с точки зрения показаний ДЗ-2 могли быть вызваны прохождением ядер группы М с большим обратным током. При этом, основываясь на данных, приведенных на рис.1, исключим из рассмотрения события с $Z'_1 > 13$ (события с такими

Z_I не могут быть отнесены к ядрам группы М). Общее количество рассматриваемых событий составляет после этого 22, в табл. 2 приведено их относительное содержание $\Delta n/n$ среди ядер группы Н в различных энергетических интервалах.

Таблица 2

Оценки доли событий группы Н, перешедших из группы М за счет обратного тока (в разных энергетических интервалах)

E_0 , ТэВ	2-2,5	2,5-3,2	3,2-5,0	5,0-10	10-20	>20
$\Delta n/n$	$0,12 \pm 0,05$	$0,10 \pm 0,06$	$0,18 \pm 0,07$	$0,11 \pm 0,08$	$0,17 \pm 0,12$	$0,29 \pm 0,21$

Как видно из табл. 2, доля таких зарегистрированных в группе Н событий приблизительно постоянна до 10 ТэВ и обнаруживает некоторую тенденцию к возрастанию при больших энергиях.

В табл. 3 проанализировано влияние такого переноса событий из группы М в Н на форму энергетического спектра этих групп. В таблице приведены показатели интегральных спектров γ_M и γ_N для выборок, сделанных по критериям отбора для этих групп, а также $\gamma_{N-\Delta}$ и $\gamma_{M+\Delta}$ выборок, полученных с "поворотом" "подозрительных" ядер из группы Н в группу М.

Таблица 3

Оценки влияния обратного тока на показатели энергетических спектров групп М и Н

E_0 , ТэВ	2 - 10	> 2
γ_M	$1,82 \pm 0,13$	$1,71 \pm 0,12$
$\gamma_{M+\Delta}$	$1,83 \pm 0,13$	$1,63 \pm 0,11$
γ_N	$1,77 \pm 0,15$	$1,42 \pm 0,11$
$\gamma_{N-\Delta}$	$1,75 \pm 0,16$	$1,47 \pm 0,13$

Как видно, в диапазоне энергий 2-10 ТэВ возможное влияние обратного тока на показатель спектра пренебрежимо мало. В области $E_0 > 10$ ТэВ возможная перекачка событий из одной группы

в другую за счет обратного тока приводит к утолщению спектра группы М и уположению спектра группы Н, не выходящих, однако, здесь за пределы статистических погрешностей.

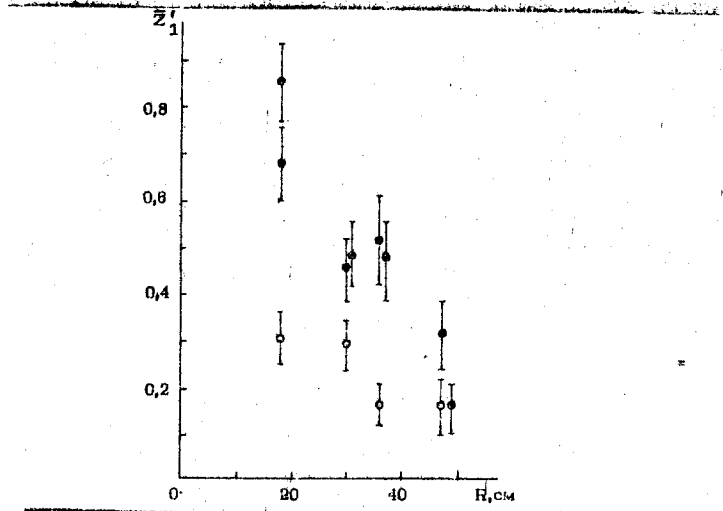


Рис. 4. Зависимость средней величины сигнала во внеосевой секции ДЗ-1 от расстояния до осевой секции: \circ - группа М, \bullet - группа Н, \odot - группа УН

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Геометрические факторы аппарата "Сокол"

Геометрический фактор прибора "Сокол" вычисляется для телескопа с верхним основанием S_1 , нижним основанием S_2 и высотой h и определяется известным выражением

$$\Gamma = \iint dS_1 dS_2 \frac{\cos^4 \theta}{h^2} = \frac{S_1 S_2}{h^2} \langle \cos^4 \theta \rangle, \quad (1)$$

где θ - угол между линией, соединяющей площадки dS_1 и dS_2 и продольной осью телескопа, а интегрирование проводится по всей эффективной площади верхнего и нижнего оснований.

Для упрощенного варианта в качестве верхнего основания служит плоский круг радиусом R (секция ДЗ-1 без толщин), а в качестве нижнего - квадрат со стороной a , расстояние между основаниями равно h и смещение в поперечной плоскости центров круга равно X_c и Y_c . Для геометрического фактора можно использовать формулу

$$\Gamma = \frac{S_1 S_2}{h^2} \cdot \frac{1}{1 + \Delta}, \quad (2)$$

где

$$\Delta = \frac{R^2 + 2(X_c^2 + Y_c^2) + a^2/3}{h^2}$$

Если верхнее основание взято в виде плоского прямоугольника со сторонами a_1 и b_1 (секция ДЗ-2) и центры оснований не смещены, то

$$\Delta = \frac{1}{3h^2} \left(\frac{a_1^2 + b_1^2}{2} + a^2 \right). \quad (3)$$

Для реальной геометрии с учетом толщины вычисление интеграла проводилось методом Монте-Карло.

Моделирование проводилось с учетом геометрии прибора, радиуса радиаторов ДЗ-1, разного вом, и толщины радиатора δ см. Расстояние между нижней плоскостью радиатора ДЗ-1 и нижним основанием ИК - 121 см и горизонтального сечения ИК в виде

квадрата со стороной 52 см. Было разыграно 200000 траекторий. Геометрический фактор для любого прохождения частиц через радиатор секции ДЗ-1 составил 308 см²ср. Он соответствует событиям классов "А", "В" и тем событиям класса "З", которые, в силу неточности проведения оси каскада, классифицировались как события вне телескопного угла. Если исключить из рассмотрения события с осью, проходящей через "опасную зону" (через ФВУ ДЗ-2, см. выше), то соответствующий геометрический фактор составит величину 280 см²ср/10/.

В эксперименте "Сокол-1", в силу его методических особенностей / 4 /, из рассмотрения были исключены события, в которых ось каскада проходила через ближнее к ФВУ секции ИК. Это привело к уменьшению эффективного геометрического фактора до 246 см²ср. Поскольку в эксперименте "Сокол-1" введение "опасной зоны" не имеет смысла из-за малой точности проведения оси каскада, необходимо исключить из рассмотрения частицы, прошедшие через ФВУ ДЗ-2, исходя из показаний самого детектора. Такая процедура приводит к уменьшению эффективного геометрического фактора до 234 см²ср.

Таким образом, имеется набор начальных эффективных геометрических факторов, отличающихся по подходу к выборке частиц:

Геометрический фактор прибора "Сокол" - 308 см²ср.

Геометрический фактор прибора "Сокол-2" с исключением "опасной зоны" - 280 см²ср.

Геометрический фактор прибора "Сокол-1" с учетом отбора событий по положению оси в ИК - 246 см²ср.

Геометрический фактор с дополнительным исключением событий, прошедших через ФВУ ДЗ-2 - 234 см²ср.

При рассмотрении критериев отбора различных ядер уже был затронут вопрос о влиянии прохождения частиц по краю радиатора ДЗ-1 на эффективность регистрации этих ядер. Уменьшение сигнала при этом может выводить события за пределы, указанные в критериях отбора по заряду. На рис. 1 приведена полученная путем моделирования интегральная вероятность для ядер с зарядом Z_0 дать заряд $\leq Z_1$ при прохождении по краю радиатора ДЗ-1.

В табл. I приведены вероятности f для частиц различных групп выйти за пределы, указанные в критериях отбора.

Таблица I
Вероятность выхода за пределы критериев отбора по Z_I при прохождении частиц по краю радиатора ДЗ-I

Группа:	$Z_I \leq 0,7$	$Z_I \leq 1,6$	$Z_I \leq 3$	$Z_I \leq 5$	$Z_I \leq 7$
$f, \%$	7,2	8,3	2,6	2,7	1,1

В соответствии с данными табл. I геометрические факторы для различных групп ядер определялись с учетом f по формуле

$$G = G_0 \cdot (1 - f), \quad (4)$$

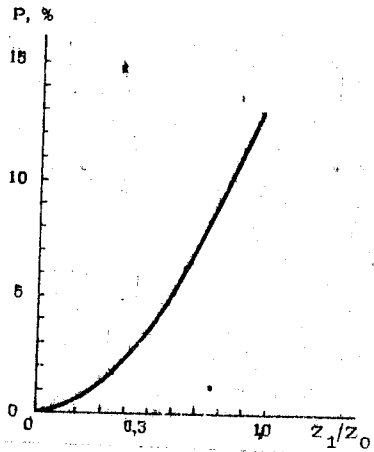


Рис. I. Вероятность P для ядра с зарядом Z_0 дать при прохождении по краю радиатора ДЗ-I заряд $\leq Z_I$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Оценка зарядовых погрешностей при взаимодействии протона и α -частицы в черенковском радиаторе ДЭ-1 и до него

Рассмотрим случай взаимодействия в радиаторе ДЭ-1. Вероятность взаимодействия в слое dx на глубине x равна $W(x)dx \sim e^{-x/\lambda}$, где λ - средний пробег. Так как толщина радиатора $\Delta x \ll \lambda$, то можно пренебречь экспонентой. Перейдем к переменной $\tau = x/\Delta x$ ($0 < \tau < 1$ для $0 < x < \Delta x$). Тогда вероятность взаимодействия $W_1(\tau)d\tau = d\tau$. Пусть амплитуда сигнала от протона, пересекшего радиатор без взаимодействия, равна единице. Тогда сигнал от α -частицы с пути Δl равен $4\Delta l$.

Представим взаимодействие α -частицы как суперпозицию независимых взаимодействий нуклон-ядро. Для простоты будем полагать, что после взаимодействия число протонов сохраняется, при этом от каждого из ν провзаимодействовавших нуклонов (в случае первичного протона $\nu = 1$) с вероятностью P_n может родиться n заряженных мезонов (из-за сохранения заряда n должно быть четным, в частности, может быть и равным нулю). Тогда плотность вероятности сигналу в ДЭ-1 иметь амплитуду U равна

$$\frac{d\psi}{dU} = \sum_{n_1} \dots \sum_{n_\nu} P_{n_1} \dots P_{n_\nu} \int_0^1 d\tau \delta \left\{ U - [z^2\tau + (z + \sum n_i)(1-\tau)] \right\},$$

здесь z - заряд первичной частицы, δ - дельта функция Дирака. После замены $t = \xi(1-\tau)$, где $\xi = \sum n_i + z = z^2$, т.е. для протона $\xi = 1$, а для α -частицы $\xi = 4$, получим

$$\psi = \int_0^1 d\tau \delta \left\{ U - [z^2\tau + (z + \sum n_i)(1-\tau)] \right\} = \frac{1}{\xi} \int_0^{\xi} dt \delta(u - z^2 - t).$$

Так как заряд после взаимодействия уменьшиться не может, то осуществляются только значения $u \geq z$. Рассмотрим следующие случаи:

1. $u < z^2$.

Этот случай возможен только для α -частицы, таким образом имеем $2 < u < 4$. Тогда

$$\psi = \frac{\Theta\{u - z - \sum n_i\}}{\sum n_i - 2},$$

где $\Theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \\ 1 & \text{при } x \geq 0. \end{cases}$

Это значит, что вклад дают только такие множественности n_i , что $\sum n_i < u - z < 2$, и, так как n_i должны быть четными, то все $n_i = 0$ и

$$\frac{d\psi}{dU} = \frac{P_0}{2}.$$

$$z \cdot u = z^2.$$

Вероятность этого случая равна

$$\Delta\psi = \sum_{n_i} \dots \sum_{n_\nu} P_{n_1} \dots P_{n_\nu},$$

где n_i таковы, что $\sum n_i = z^2 - z$; это означает для протона $n = 0$ и $\Delta\psi(1) = P_0$, а для α -частицы $\sum n_i = 2$, т.е. одно из n_i равно двум, а остальные нулю, тогда $\Delta\psi(z) = \nu P_0^{z-1} P_2$.

Тогда $\psi = \frac{\Theta\{\sum n_i + z - u\}}{\sum n_i + z - z^2}$

т.е. должно быть $z^2 < u < \sum n_i + z$. Отсюда для протона $1 < u < 1 + 1$, $n \geq 2$,

$$\psi = \frac{1}{n} \quad \text{и} \quad \frac{d\psi}{dU} = \sum_{n=2} \frac{P_n}{n}.$$

Для α -частицы получаем $4 < u < \sum n_i + 2$, т.е. $\sum n_i > u - 2$. Если обозначить

$$\psi_0^m = \sum_{n_i} \dots \sum_{n_\nu} P_{n_1} \dots P_{n_\nu},$$

где n_i таковы, что выполняется условие $\sum n_i = m + 2$, а $m = 2, 4, 6, \dots$, то

$$\frac{d\psi_0(u)}{du} = \sum_{m>u-1} \frac{\psi_0^{(m)}}{m}$$

Окончательное выражение для d -частицы запишем, определив W_0 как вероятность взаимодействия нуклонов налетающей d -частицы.

$$\frac{d\psi}{du}(u) = \sum_{\alpha=1}^4 W \frac{d\psi_0}{du}(u)$$

Значительно проще рассчитывается распределение сигнала в ДЗ-1 в случае, если взаимодействие происходит выше ДЗ-1, а именно: в крышке и радиаторе ДЗ-2. В этом случае осуществляется только целые значения $u = 1, 3, \dots$ для протона и $u = 2, 4, \dots$ для d -частицы.

Для протона имеем $\psi(u) = P_{u-2}$

Для d -частицы - $\psi_0(u) = \psi_0^{(u-2)}$

Перейдем к вычислению P_n . Так как распределение по множественности при взаимодействии нуклона с ядром достаточно близко по ширине в переменных n/\bar{n} к распределению на нуклонной мишени, то используем параметризацию, введенную для последнего и хорошо описывающую данные в энергетическом интервале от ISR до SPS, а именно, так называемое отрицательное биномиальное распределение, представляющее из себя суперпозицию K распределений Пуассона,

$$P_n(k) = 2 \frac{(n+k-1)!}{n!(k-n)!} \left(1 + \frac{k}{n}\right)^{-n} \left(1 + \frac{n}{k}\right)^k$$

Значение k взято в дальнейшем, в соответствии с рекомендациями /8/, равным четырем. Множитель 2 обеспечивает нормировку при n только четных.

Переход к ядерной мишени тогда осуществляется подстановкой соответствующей средней множественности \bar{n} . Если использовать (что удобно в дальнейшем) степенную параметризацию энергетической зависимости средней множественности в pp-столкновении

$$\bar{n}_{pp} \sim E^\delta$$

где $\delta = 0,25$, то в рамках известных представлений /9/ для взаимодействия адрон-ядро при достаточно высоких энергиях должно приблизительно выполняться соотношение

$$\bar{n}_{pA} \approx K^{1-\delta} \bar{n}_{pp}$$

где K - среднее число задетых нуклонов частицей нуклонного ядра. В частности, для углеродной мишени $K \approx 1,45$ и $\bar{K} \approx 1,32$.

Окончательно следует произвести усреднение по энергетическому спектру падающих частиц. Пусть нормированный дифференциальный спектр имеет вид

$$\frac{dN}{dE} = \frac{\delta}{E_1} \left(\frac{E}{E_1}\right)^{-\delta-1} \quad \text{при } E > E_1$$

так что $\int_{E_1}^{\infty} dE \frac{dN}{dE} = 1$

Зависимость от энергии содержится в произведении

$$P_{n_1} \dots P_{n_m} = \prod_{i=1}^m \left\{ \frac{(n_i+3)!}{n_i! 3!} \left(\frac{4}{n}\right)^4 \left(1 + \frac{4}{n}\right)^{-(n_i+4)} \right\} = \left(\frac{4}{n}\right)^{4m} \left(1 + \frac{4}{n}\right)^{-(\sum n_i + 4m)} \prod_{i=1}^m \frac{(n_i+3)!}{n_i! 3!}$$

Обозначим произведение подлежащих усреднению сомножителей $Q = \bar{n}^{-4m} \left(1 + \frac{4}{\bar{n}}\right)^{-m}$

где $m = \sum n_i + 4$

Если записать $\bar{n}(E) = a \left(\frac{E}{E_1}\right)^\delta$, то

$$\langle Q \rangle = a^{-4m} \int_{E_1}^{\infty} \frac{dE}{dE_1} \left(\frac{E}{E_1}\right)^{-\delta-1} \left(\frac{E}{E_1}\right)^{-4m} \left[1 + \frac{4}{a \left(\frac{E}{E_1}\right)^\delta}\right]^{-m}$$

Если ввести переменную $t = 1 + \frac{4}{\bar{n}} = 1 + \frac{4}{a} \left(\frac{E}{E_1}\right)^{-\delta}$

то $\langle Q \rangle \sim \int_{t_0}^1 dt \frac{t^{-1-\delta}}{t^m}$

где $\ell_0 = \frac{\gamma}{\beta} + 4\beta - 1$.

При этом ℓ_0 интеграл берется аналитически.

При це-

Приведём результаты вычислений. На рис. 2 приведены зарядовые распределения ($Z = 1^+$) для случая взаимодействия протона выше радиатора ДЗ-1 и в самом радиаторе. Энергия распределена по спектру с $\gamma = 1,62$, начиная с $E_1 = 2$ ТэВ. На рис. 3 приведены аналогичные распределения для α -частиц, причем показаны и парциальные распределения, соответствующие взаимодействию с нуклонами ($\nu = 1, 2, 3, 4$).

Из этих распределений следует, что провзаимодействовавшие в радиаторе ДЗ-1 и выше протоны и α -частицы дадут вклад в зарядовый интервал протонов $\sim 0,01 \cdot I_p$, а в зарядовый интервал α -частиц $\sim 0,043 \cdot I_p + 0,086 \cdot I_\alpha$, где I_p и I_α — падающий на эффективную площадь прибора поток протонов и α -частиц соответственно. Для полного вклада в α -частицы от взаимодействий частиц над калориметром получим величину $\sim 0,15 \cdot I_\alpha$. Этот вклад значителен: $\sim 24\%$ относительно ожидаемого числа взаимодействий в первых трех слоях поглопителя калориметра, по которым ведется отбор частиц.

Заметим также, что ожидаемое по результатам проведенных расчетов отношение числа регистрируемых в 1-м ряду ИК взаимодействий α -частиц, включающего и взаимодействия над калориметром, к числу взаимодействий, регистрируемых во 2-3 рядах, составляет величину 1,70 и хорошо согласуется с экспериментальным значением 1,64 ("Сокол-2").

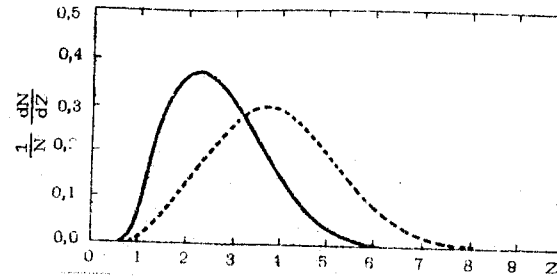


Рис. 2. Зарядовое распределение при взаимодействии протона в ДЗ-1 (сплошная кривая) и над ДЗ-1 (пунктир)

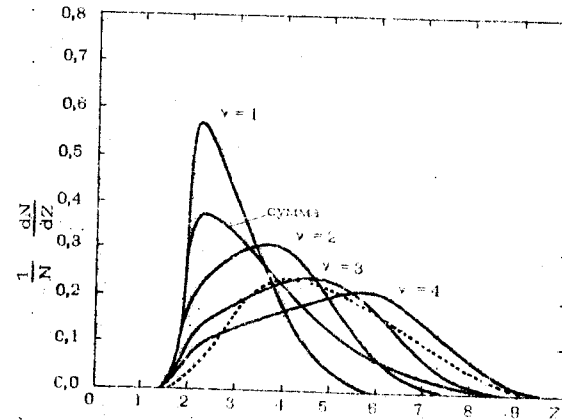


Рис. 3. Зарядовое распределение при взаимодействии α -частицы в ДЗ-1 (сплошные кривые) и над ДЗ-1 (пунктир). Для случая взаимодействия в ДЗ-1 приведены также парциальные распределения, соответствующие взаимодействию с нуклонами

1. Иваненко И.П., Григоров Н.Л., Басина Л.В. и др. - Вестн. Моск. ун-та. Сер.3. Физика. Астрономия, 1986, 27, 81.
2. Иваненко И.П., Григоров Н.Л., Шестоперов В.А. и др. - Космич. исслед., 1987, 25, 471.
3. Иваненко И.П., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.А. и др. - Методические вопросы исследования космических лучей высокой энергии на ИСЗ "Космос-1543" и "Космос-1713" с аппаратурой "Скоп". Часть III. - Препринт ИИЯФ МГУ - 89-42/119, М. 1989.
4. Иваненко И.П., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.А. и др. - Методические вопросы исследования космических лучей высокой энергии на ИСЗ "Космос-1543" и "Космос-1713" с аппаратурой "Скоп". Часть II. - Препринт ИИЯФ МГУ - 88-6/83, М. 1988.
5. Simon M., Spiegelhauer H., Schmidt W.K.H. et al. - Ap. J. 1980, 239, 712.
6. Калыков Н.Н., Куликов Г.Э. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 38, 1024.
7. Гагарин В.Ф. и др. - Ядерная физика, 1970, II, 1255.
8. Alner G.J. et al. - Phys. Lett., 1987, 130 B, 199.
9. Caron A., Tran Thanh Van. - Phys. Lett., 1989, 93 B, 146.
10. Григоров Н.Л., Иваненко И.П., Рапопорт И.Д. и др. - Препринт ИИЯФ МГУ-88-43/64. Москва, 1988.

И.П.Иваненко, И.Д.Рапопорт, В.Я.Шестоперов, Д.В.Басина,
П.В.Вакулов, Ю.Я.Васильев, Р.М.Гольнская, Ю.П.Гордеев,
Л.Б.Григорьева, А.Е.Казакова, В.Д.Козлов, И.П.Кумпан,
Л.Г.Мищенко, В.М.Никаноров, Л.П.Папина, В.В.Платонов,
Д.М.Подорожний, Г.А.Самсонов, Л.Г.Смоленский, В.А.Собиня-
ков, Г.Е.Тамборцев, Ю.В.Тригубов, И.М.Фатеева, А.Н.Федо-
ров, Л.А.Хейн, Л.О.Чикова, В.Я.Ширлева, В.М.Яковлев,
И.В.Янин

МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСО-
КОЙ ЭНЕРГИИ НА ИСЗ "КОСМОС-1543" И "КОСМОС-1713" С АППАРА-
ТУРОЙ "СОКОЛ"

Часть IV. Определение заряда и эффективности регистрации
ядер с $Z \geq 6$.

Препринт НИИЯФ МГУ-89-52/129.

Работа поступила в ОНТИ 11.09.89

Редактор

К.И.Стратилатова

Подписано в печать 11.09.89. Л-15446.

Печать офсетная. Бумага для множительных аппаратов.

Формат 60x84/16. Уч.-изд. л. - 1,56. Усл. п. л. - 1,5.

Заказ № 403. Тираж 100 экз.

Бесплатно

Отпечатано в лаборатории офсетной печати
и множительной техники Отдела научно-технической
информации НИИЯФ МГУ

119899, Москва, ГСП