

Защита

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

Н. Л. Григоров

ИЗУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 1 ТЭВ
НА ИСЗ ПРИБОРОМ "СОКОЛ"

Препринт НИИЯФ МГУ - 89 - 9/86.

Москва 1989

В препринте излагаются цели эксперимента и идеи, положенные в основу прибора "Сокол" для осуществления этих целей. Инженерных разработок отдельных идей автор не касается.

Анализируются методические особенности и возможности прибора "Сокол". Излагаемый подход к анализу экспериментальных данных показывает, что при использовании методики определения энергии частиц, применявшейся в эксперименте на ИСЗ "Протон", измерения прибором "Сокол" подтверждают все результаты, полученные с прибором СЗБ-14 на ИСЗ "Протон".

⑥ НИИ ядерной физики МГУ, 1989.

Содержание

	Стр.
1. Аппаратура.....	4
2. Методические возможности прибора "Сокол".....	8
Определение координат оси лавины.....	8
Определение энергии частиц.....	12
3. Отбор протонов и ядер гелия.....	16
4. Отбор и регистрация ядер с $Z > 5$	19
5. Результаты измерения частиц с различным Z	21
6. Энергетические спектры и интенсивности разных компонент.....	23
7. Спектр протонов.....	28
8. Дискуссия.....	33
Заключение.....	37

Измерение спектра протонов в интервале энергий $\sim 10^{10}-10^{13}$ эВ, которое было проведено на ИСЗ "Протон" в 1965-68 гг., дало, как известно, неожиданный результат: увеличение показателя спектра протонов на $\Delta\chi=0,5-0,7$ в интервале $\sim 1-10$ ТэВ /1/. Примечательным в этих измерениях было то, что в том же интервале энергий в спектре всех частиц наблюдалось изменение интенсивности, согласующееся с изменением показателя спектра протонов /2/. (Эти результаты приведены на рис.13.)

В литературе обсуждалась одна из возможных причин укручения спектра протонов: попадание в детектор зарядов вторичных частиц из ионизационного калориметра - обратный ток частиц. Поэтому после экспериментов на ИСЗ "Протон" автор поставил перед собой задачу измерить спектр протонов в условиях минимального влияния обратного тока. В результате обсуждений с С.Н.Верновым и А.Е.Чудakovым были сформулированы основные требования, которым должен удовлетворять прибор, предназначенный для таких измерений:

1. Картина прохождения частицы через прибор должна визуализироваться.

2. Энергия частицы должна измеряться секционированным ионизационным калориметром общей толщиной в 5-7 пробегов для взаимодействия протонов.

3. Детекторы для измерения заряда протонов должны обладать

различной чувствительностью к частицам входящим в прибор и выходящим из него, т.е. к первичным частицам и частицам обратного тока.

4. Надо иметь возможность отбирать частицы, лавины от которых начинаются в глубине ионизационного калориметра, так как в этом случае обратный ток будет минимальным.

5. Помимо протонов должны регистрироваться другие ядра, так как они могут быть средством контроля корректности измерений.

I. Аппаратура

Перечисленные выше требования были реализованы в приборе "Сокол" следующим образом. Для измерения энергии частиц мы предложили ионизационный калориметр (ИК) с 80 сцинтилляционными детекторами ионизации, для измерения заряда протонов и ядер гелия - черенковские детекторы, в которых использовалась направленность черенковского излучения, а для измерения заряда более тяжелых ядер - черенковские счетчики с тонким радиатором и диффузным отражением света.

При разработке конкретного прибора мы исходили из условия возможности его установки на серийном ИСЗ. Этим задавались габариты, масса, энергопотребление. Схема прибора показана на рис. I.

Ионизационный калориметр имел поглотитель из железа общей толщиной в 5,5 пробегов для взаимодействия протонов. Детекторами частиц в ИК служили сцинтилляторы длиной 52 см, шириной 6 см, толщиной ~ 2 см. С одного торца сцинтиллятора размещался ФЭУ. Другой торец имел зеркальное покрытие. Все поверхности сцинтиллятора были отполированы, благодаря чему свет к торцу распространялся за счет полного внутреннего отражения. Между торцом сцинтиллятора и ФЭУ расположена шторка, передвигая которую можно было изменять количество света, попадающего на ФЭУ.

В ИК было использовано 80 сцинтилляторов, расположенных в 10 рядах по 8 штук в ряду. Импульсы от каждого ФЭУ измерялись амплитудными анализаторами с динамическим диапазоном $\sim 2,5 \cdot 10^3$. Измерение и запоминание амплитуд импульсов в каждом детекторе ИК и детекторе зарядов производилось по команде "мастерного сигнала" (см. ниже).

Сцинтилляторы в четных рядах были перпендикулярны к сцинтилляторам в нечетных рядах. Такое расположение позволяло "видеть" лавину вторичных частиц в ИК в двух проекциях на пяти уровнях в

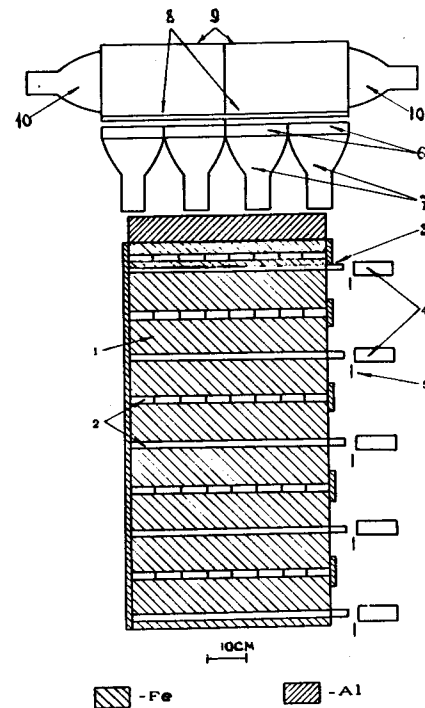


Рис. I. Схема прибора "Сокол-2": 1 - поглотители ионизационного калориметра; 2 - сцинтилляторы; 3 - световоды; 4 - ФЭУ ИК; 5 - шторки; 6 - радиаторы черенковских детекторов ДЗ-1; 7 - ФЭУ ДЗ-1; 8 - радиаторы черенковских детекторов ДЗ-2; 9 - корпус ДЗ-2; 10 - ФЭУ ДЗ-2.

каждой проекции.

Над ИК находился слой алюминия толщиной ~ 7 см и две группы детекторов заряда. Одна группа из одиннадцати черенковских счетчиков направленного действия (счетчики ДЗ-1) предназначалась для измерения заряда в интервале $I \leq Z \leq 5$ в приборе "Сокол-1" и до 17-20 в приборе "Сокол-2". Каждый счетчик состоял из круглого радиатора из плексигласа диаметром 16 см и толщиной 5 см. Одной плоскостью радиатор находился в оптическом контакте с ФЭУ-49. Другая, верхняя, плоскость радиатора выкрашена черной матовой краской. Колба ФЭУ окружена тонким листовым пермаллоем для уменьшения влияния магнитного поля Земли на работу ФЭУ. В приборе каж-

дый счетчик ДЗ-1 работал автономно.

Над радиаторами ДЗ-1 находились радиаторы черенковских счетчиков ДЗ-2, служивших для измерения зарядов частиц в интервале $5 \leq Z \leq 50$. Радиатор счетчиков ДЗ-2 был изготовлен из пластины плексигласа толщиной 1 см. Эта пластина размещалась в корпусе из тонкого дюралюминия с белой, отражающей свет внутренней поверхностью. (коэффициент отражения был равен $\sim 0,85$).

Четыре счетчика ДЗ-2 перекрывали площадь всех одиннадцати счетчиков ДЗ-1.

В приборе было 95 автономно работающих детекторов, амплитуды импульсов от которых измерялись с помощью 210 амплитудных анализаторов.

Чтобы возможно было разместить прибор "Сокол" на серийном ИСЗ, пришлось снизить энергопотребление прибора до ~ 10 ватт. Основное сокращение энергопотребления было достигнуто за счет следующих предложенных нами мер.

1. Восемь ФЭУ каждого ряда ИК питались от одного маломощного преобразователя напряжения, работающего на один высокоомный делитель напряжения. При этом различия в коэффициентах усиления ФЭУ компенсировались с помощью шторок: регулировались световые потоки, попадающие на фотокатод.

2. В целях измерения амплитуд импульсов мы перешли к работе с большими амплитудами от $\sim 0,3$ В до ~ 30 В с таким расчетом, чтобы сами измеряемые импульсы переводили практически запертые транзисторы в нормальный для них режим. Такой путь привел к некоторой нелинейности характеристик, но позволил значительно сократить энергопотребление во всех каналах измерения амплитуд импульсов. (Несмотря на нелинейность, радиотехнические характеристики измерительных трактов в ИК были одинаковы с точностью в несколько %).

3. Благодаря режиму, отмеченному в п.2, удалось разработать преобразователь амплитуды в длительность с малым энергопотреблением.

В приборе были приняты специальные меры повышения его надежности. Они заключались в следующем:

- а) все цепи выработки мастерного сигнала были дублированы.
- б) в каждом ряду ИК имелся дублирующий преобразователь питания ФЭУ, который автоматически включался в цепь бортового пита-

ния, если основной преобразователь не работал.

в) В составе прибора имелся дублирующий преобразователь напряжения для питания всех блоков прибора, который мог быть включен вместо основного преобразователя по команде с Земли.

г) была разработана система команд, позволявшая отключать различные блоки, если их выход из строя грозил потерей работоспособности всего прибора. (Эта система была предложена и разработана И.Д.Рапопортом)

д) На каждые три детектора ДЗ-1 приходился один общий преобразователь питания ФЭУ. Каждый детектор ДЗ-2 имел собственный преобразователь питания ФЭУ.

Кроме этих мер, сама конструкция прибора - большое число автономно работающих датчиков - обеспечивала высокий уровень надежности, что подтвердилось в двух экспериментах.

Для контроля стабильности чувствительности всех измерительных трактов в каждый детектор был вмонтирован импульсный светодиод. На них с периодичностью ~ 30 мин. подавался короткий импульс постоянной амплитуды. Возникшие при этом на анодах ФЭУ импульсы проходили через измерительные тракты и регистрировались. Таким образом в течение всего эксперимента осуществлялся контроль чувствительности с точностью $\sim 2\%$ в трактах ИК и $3-5\%$ в трактах детекторов заряда первичной частицы.

Мастерный сигнал, дававший разрешение на измерение и регистрацию амплитуд импульсов от всех детекторов прибора, вырабатывался при одновременном выполнении следующих условий: в любом из одиннадцати детекторов ДЗ-1 должен появиться сигнал с амплитудой $\sim 0,4-0,5$ вероятного значения в амплитудном распределении от частиц с $Z=1$, в ИК должна выделяться энергия не менее порогового значения $E_{пор}$ и в любых М рядах ИК должна выделяться энергия не менее ϵ . По командам с Земли мы могли изменять величины $E_{пор}$, М и ϵ . Частота регистрации частиц особенно чувствительна к значениям $E_{пор}$ и М. В приборе "Сокол-2" первые $\sim 25\%$ времени измерения велись с $M=7$ ("мастер М=7") и $E_{пор} \approx 0,5$ и 1 ТэВ. Остальное время измерения проводились при $M=5$ ("мастер М=5"), $E_{пор} \approx 1$ ТэВ и $\epsilon \approx 20$ ГэВ.

Измерения с прибором "Сокол-1" были проведены на ИСЗ "Космос-1543" и их результаты опубликованы в /3,4/. Измерения с прибором "Сокол-2", которые мы будем обсуждать ниже, были проведены на ИСЗ "Космос-1713".

Приборы "Сокол-1" и "Сокол-2" идентичны по своей конструкции, размерам, детекторам и логике работы. Однако во второй прибор были внесены некоторые изменения. В приборе "Сокол-1," описанном в /5/, перед ФЭУ в ИК стояли светофильтры и первые два поглотителя в ИК были из свинца. Точность измерения амплитуд импульсов от ДЗ-1 была невелика и диапазон измеряемых зарядов был ограничен величиной $Z \approx 5$. В приборе "Сокол-2":

а) убраны светофильтры перед ФЭУ в ИК и уменьшено усиление ФЭУ (соответствующий режим работы ФЭУ подобран И.В.Яшиным);

б) свинцовые поглотители в двух верхних рядах ИК заменены на железные той же толщины;

в) увеличена точность измерения амплитуд импульсов от ДЗ-1 и расширен диапазон измеряемых зарядов до I7-20.

2. Методические возможности прибора "Сокол"

Проектируя прибор, мы стремились визуализировать прохождение частицы через прибор. Рассмотрим, как оказалось реализованным это намерение и что оно дало при обработке результатов эксперимента.

После дешифровки телеметрической информации, записанной на магнитной ленте, мы имели для каждой частицы в табличной форме амплитуды импульсов в каждом детекторе прибора. Затем эти величины переносились на трафаретки, на которых был изображен прибор "Сокол" в масштабе примерно 1:8. Если измеренную в ИК амплитуду изобразить в виде прямоугольника, высота которого пропорциональна амплитуде, то получается картина, пример которой приведен на рис.2. Это типичная картина прохождения частицы через прибор. На ней видно, что лавина в каждом ряду имеет резкий максимум, который указывает положение оси лавины и дает возможность с большой определенностью даже "на глаз" прогнозировать место входа первичной частицы в прибор на уровне детекторов заряда ДЗ-1.

Определение координат оси лавины. Для количественного определения координат оси лавины в ИК мы пользовались определением "центра масс" лавины в каждом ряду, считая, что "масса" пропорциональна числу частиц, прошедших через данный сцинтиллятор. Векторы этих "масс" прилагались к боковым граням сцинтиллятора с максимальным числом частиц (если центр масс определялся по данным сцинтилляторов, расположенных слева и справа от того, в котором

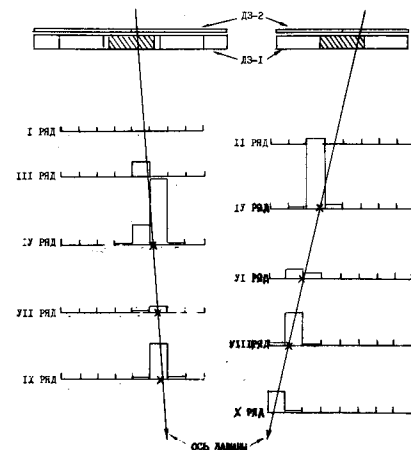


Рис.2. Пример того, как выглядит на трафаретках регистрация протона в приборе "Сокол-2". Косым крестиком помечена координата оси лавины, определенная как центр "масс" лавины. Заштрихованный ДЗ-1 - детектор, который сработал в данном событии.

зарегистрирован максимум числа частиц) или к середине двух соседних сцинтилляторов (если числа частиц в них одного порядка и больше, чем во всех остальных детекторах в данном ряду). Затем через центры "масс" методом наименьших квадратов проводилась прямая линия, которая принималась за ось лавины и за направление прихода первичной частицы.

Для оценки точности этого метода мы предположили, что расстояние между центром "масс" и осью лавины является мерой точности. На рис.3 приведено распределение величин таких отклонений (Δy), полученных в разных лавинах (от ядер, протонов и α -частиц с началом лавин в разных рядах ИК). Из рисунка видно, что эти отклонения распределены по нормальному закону с $\sigma \approx 2,5$ мм.

В том, что метод "центра масс" дает неплохую точность определения координат оси лавины, мы убедились следующим образом. Было взято 17 частиц из группы УН, у которых заряд, определенный по ДЗ-2, $Z_2 \geq 20$, а определенный по ДЗ-1 $Z_1 \approx 1 \div 2$. Такая большая разница в значениях заряда обусловлена тем, что частица прошла в щель между радиаторами ДЗ-1 (щели в разных местах имеют ширину

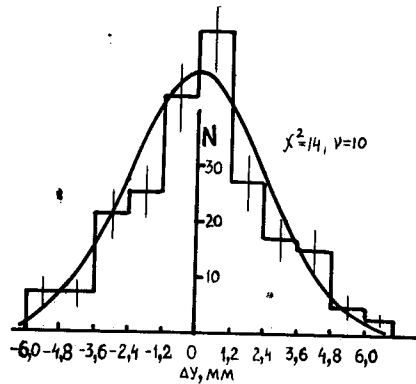


Рис.3. Распределение отклонений Δy координат лавин в ИК от прямой, проведенной методом наименьших квадратов.

2-4 см, а их общая площадь составляет примерно 30% от площади ДЗ-2). У всех этих частиц ось была определена описанным выше способом и продолжена до уровня ДЗ-1. Во всех семнадцати случаях продолжение оси попало в щель между ДЗ-1. Этот результат дает оценку ошибки δ определения координат первичной частицы на уровне ДЗ-1 $\delta < 2$ см.

Более точно мы определили δ по результатам обработки экспериментальных данных на ЭВМ. (Такая обработка, включавшая в себя определение геометрии лавины, координат оси ливня на уровне ДЗ-1, введение поправок в энергию и др., проводилась под руководством И.Д.Рапопорта, И.П.Иваненко). Из всех ядер группы железа мы отобрали такие, для которых $Z_1 \geq 3$, но по данным ЭВМ ось лавины проходила вне радиатора ДЗ-1 на некотором расстоянии ℓ от радиатора. Так как у этих ядер $Z_2/Z_1 \gg 1$, то это значит, что они вошли в радиатор через его боковую поверхность, т.е. расстояние от края радиатора у первичной частицы равно нулю. Следовательно, величина ℓ у них и является ошибкой в определении положения оси лавины на уровне ДЗ-1 (если отвлечься от конечной толщины радиатора). Таким путем мы получили по 18 частицам среднее значение наименьшего из расстояний оси от края радиатора $\delta = 0,9 \pm 0,14$ см. (ЭВМ выдает два значения ℓ : на уровнях верхней и нижней поверхностей радиатора ДЗ-1). Таким образом, можно считать, что $\delta \approx 0,9$ см.

Следовательно, точность определения координат оси лавины на уровне ДЗ-1 достаточно высокая, чтобы можно было с уверенностью отбирать частицы, проходящие достаточно далеко от края радиатора, тогда, когда в этом имеется необходимость, и быть уверенным в том, что измеренная амплитуда импульса в ДЗ-1 дает величину заряда первичной частицы, которая по определенным координатам должна была пройти через данный детектор.

Как видно, уровень "визуализации" регистрации частиц в приборе "Сокол" позволял с большой однозначностью определять направление движения первичной частицы и ее место входа в прибор, прогнозируя те детекторы заряда ДЗ-1 и ДЗ-2, которые были на пути частицы. Эта особенность прибора легла в основу классификации зарегистрированных частиц.

Прежде всего частицы были разделены по признаку направления их движения. На рис.4 показаны характерные типы лавин.

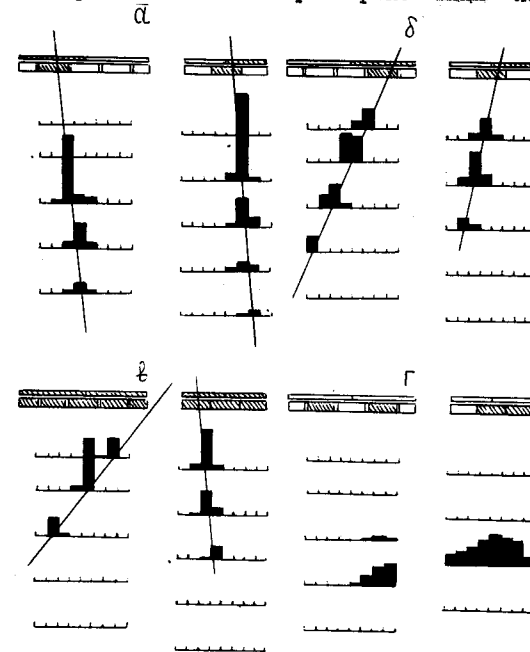


Рис.4. Примеры классификации зарегистрированных частиц. (Подробности см. в тексте).

Класс I (рис.4а) составляют частицы, у которых ось лавины пересекает площадь детекторов ДЗ-2 и нижнее основание ИК. Этот класс составляет ~ 35% всех частиц. Класс II (рис.4б) - ось лавины пересекает площадь ДЗ-2 и выходит из ИК через боковую поверхность. Этот класс составляет ~ 33% всех частиц. Класс III (рис.4в) - ось лавины пересекает несколько рядов ИК и не пересекает площадь ДЗ-2. Этот класс составляет ~ 17%. Класс IV (рис.4г) - лавина не имеет четкой оси; как правило, лавина регистрируется в нескольких рядах ИК и сопровождается работой большого числа детекторов ДЗ-1 и ДЗ-2. Этот класс составляет ~ 15%. Мы его интерпретируем как частицы, идущие под большими углами (~ 90°) к оси ИК.

В настоящей работе мы используем частицы класса I с дополнительным требованием, чтобы они проходили через детекторы ДЗ-1.

Определение энергии частиц. При анализе результатов измерений мы будем пользоваться двумя значениями энергии частицы: $E_{изм}$ - энергия, непосредственно измеренная, т.е. выделенная в ИК; $E_{испр}$ - энергия после внесения в $E_{изм}$ различных поправок: на вынос части энергии через нижнее основание ИК и его боковые поверхности, на нерегистрируемые в ИК ядерные расщепления.

$E_{изм}$ определялась по известному выражению

$$E_{изм} = K \sum N_i x_i, \quad (1)$$

где N_i - число частиц в лавине на уровне i -го ряда детекторов ИК, x_i - толщина поглотителя над i -м рядом детекторов, $K=1,4 dE/dx$ (dE/dx - ионизационные потери энергии релятивистской однозарядной частицей; коэффициент 1,4 учитывает переходный эффект железо - сцинтиллятор).

Число частиц в ряду $N_i = \sum n_{ji}$, где n_{ji} - число частиц, прошедших через j -й сцинтиллятор в i -м ряду. В свою очередь $n_{ji} = A_{ji} / \alpha$. Здесь A_{ji} - измеренная амплитуда сигнала на аноде ФЭУ от j -го сцинтиллятора в i -м ряду, $\alpha = 29 \cdot 10^{-6}$ В на аноде ФЭУ - средняя величина импульса, создаваемого мюонами в сцинтилляторе при градуировке прибора на уровне моря.

При обработке результатов измерений на ЭВМ для получения величин $E_{изм}$, Z_1 и Z_2 учитывались характеристики измерительных трактов, связывающие измеренные амплитуды сигналов с амплитудами на анодах ФЭУ (в ИК все характеристики стандартны, в ДЗ-1 и ДЗ-2 они индивидуальны). Учитывалось поглощение света в сцинтилляторе в зависимости от положения оси лавины относительно торца сцинтиллятора, учитывались изменения усиления в трактах, если они имели

место^х).

Для получения $E_{испр}$ в величину $E_{изм}$ каждой частицы вносилась индивидуальная поправка ΔE :

$$\Delta E = K N_m \int_0^{\infty} \exp(-\frac{t}{L}) dt,$$

здесь N_m - число частиц в ряду m , из которого лавина выходит из ИК, $L(E) = 203 + 91 l_g(E/0,1)$ г/см², где E - энергия в ТэВ на нуклон.

Поправка на ядерные расщепления вводилась по формуле

$$E_{изм} = E_0 (1 - 0,5 E_0^{-0,3}) \quad (2)$$

Каждая из этих поправок зависит от энергии первичной частицы, однако суммарная поправка оказалась постоянной величиной, не зависящей от E , в чем легко убедиться, если построить спектры частиц $N(E_{испр})$ и $N(E_{изм})$ (см. рис.8). Эти спектры параллельны. (Значения $N(E_{испр})$ и $N(E_{изм})$ приведены в /6/) Параллельность спектров частиц по $E_{испр}$ и $E_{изм}$ означает, что в среднем $\langle E_{испр}/E_{изм} \rangle = \eta = const$, т.е. не зависит от E .

Мы рассмотрели возможность введения поправки на энергию не в индивидуальные значения $E_{изм}$, а в энергетический спектр, построенный по $E_{изм}$. Если $E_{испр}/E_{изм} = \eta = const$, то такая возможность очевидна. Однако, если величина η флуктуирует, как это имеет место у протонов и α -частиц, и только в среднем $\langle E_{испр}/E_{изм} \rangle = \eta = const$, то возможность введения в спектр по $E_{изм}$ единой поправки на энергию в виде $E_{испр} = \eta E_{изм}$ не очевидна и требует рассмотрения. Даже если обе поправки представляются правомочными, то остается вопрос, какая поправка точней. Чтобы получить ответы на эти вопросы, мы поступили следующим образом.

Сперва получили среднюю каскадную кривую для протонных лавин, начинающихся с первого ряда ИК. Она изображена на рис.5 и относится к протонам со средней энергией 6,4 ТэВ. По оси ординат отложена доля энергии, выделенной в слое поглотителя ИК, находящемся над соответствующим рядом детекторов. За 100% принята $E_{изм}$. (На том же рисунке изображена средняя каскадная кривая для ядер железа со средней энергией 6 ТэВ.) Из рисунка видно, что за максимумом число частиц в каскаде убывает по закону $N(t) \sim \exp(-\frac{t}{L})$.
^хИспользуя стандартность характеристик измерительных трактов ИК, мы вручную обработали около 75% всей информации задолго до получения результатов обработки на ЭВМ. Оказалось, что $E_{изм}$ без всех указанных поправок (ручная обработка) отличается от $E_{изм}$ с поправками (обработка на ЭВМ) в среднем не более чем на 10%.

при $L = 300 \pm 60$ г/см².

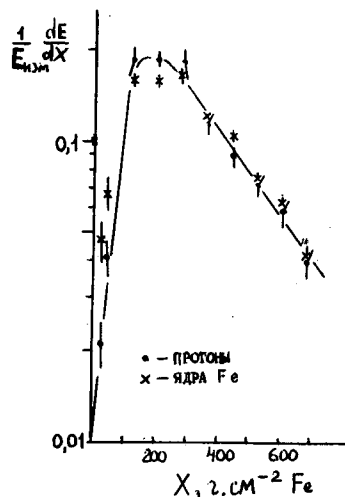


Рис. 5. Средние каскадные кривые для протонов (точки) и ядер железа (крестики) с энергией около 6 ТэВ. По оси ординат - доля энергии, выделенной в слое поглотителя над соответствующим рядом ИК.

Затем мы взяли 87 протонных лавин, начинающихся с первого ряда ИК, с различными энергиями примерно от 2 до 20 ТэВ, и определили для каждой из них двумя методами поправку на энергию, выносимую из ИК. Первая поправка давала величину $\Delta E_1 = K N_6 \int_0^{X_1} e^{-t/L} dt$, вторая давала $\Delta E_2 = (\eta - 1) E_{изм}$, где $\eta = const$. Таким образом мы получили для каждой лавины два значения исправленной энергии: $E_1 = E_{изм} + \Delta E_1$ и $E_2 = E_{изм} + \Delta E_2$.

Очевидно, что сравнение этих энергий с истинной энергией частицы дало бы ответ на поставленные вопросы. Но истинная энергия каждой частицы нам неизвестна, так как неизвестно, какая же энергия была вынесена из ИК. Поэтому мы поступили следующим образом: разделили ионизационный calorimeter на две примерно равные части. Верхнюю часть, состоящую из шести рядов (с первого по шестой) с общей толщиной поглотителя ~ 350 г/см², мы приняли за тонкий calorimeter. Энергию, измеренную в нем, мы знаем, она равна $E_{изм} = K \sum_{i=1}^6 N_i x_i$. В нижней части, состоящей из рядов с 7-го по 10-й общей толщиной ~ 315 г/см², мы измеряли энергию, вынесенную из тонкого

калориметра и выделившуюся в слое поглотителя толщиной 315 г/см². Поправки ΔE_1 и ΔE_2 определялись так: $\Delta E_1 = K N_6 \int_0^{X_1} e^{-t/L} dt = 195 K N_6$, где N_6 - число частиц в шестом ряду в индивидуальной лавине; $\Delta E_2 = 0,38 E_{изм}^*$, где $E_{изм}^*$ - энергия, измеренная в тонком calorimetre, состоящем из первых шести рядов ИК.

Таким образом, для каждой лавины мы имели "истинную" энергию E , т.е. реально измеренную по всему calorimetre, и две "исправленные" энергии $E_1 = E_{изм}^* + \Delta E_1$ и $E_2 = E_{изм}^* + \Delta E_2$. Сравнение E_1 и E_2 с E дает ответ на поставленные вопросы.

В табл. I мы приводим средние значения отношений E_1/E , E_2/E , E_2/E_1 , $E_{изм}^*/(E - E_{изм}^*)$ и среднеквадратичные отклонения δ от средних значений этих отношений.

Сравнение исправленных энергий с истинной энергией частицы

Таблица I

Сравниваемые энергии	E_1/E	E_2/E	E_2/E_1	$E_{изм}^*/(E - E_{изм}^*)$
Величина отношения	$0,96 \pm 0,02$	$0,97 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,01$	$3,1 \pm 0,24$
δ	0,17	0,18	0,13	2,0

Из таблицы следует ряд существенных заключений.

1. Оба метода введения индивидуальных поправок на вынос энергии из ИК дают в среднем тождественный результат. Это значит, что средняя поправка на $E_{изм}$ столь же правомочна, как и индивидуальные поправки, определяемые числом частиц в лавине перед ее выходом из ИК.

2. Точность обоих методов практически одинакова, несмотря на большие флуктуации в форме протонных лавин (что видно по величине δ в последнем столбце).

3. Тонкий ионизационный calorimeter (~ 350 г/см²) столь же пригоден для измерения энергии в среднем, как и толстый ИК. Только поправка в тонком ИК (величина η) больше, чем в толстом.

При анализе экспериментальных данных мы будем пользоваться в основном введением средней поправки, считая, что энергия первичной частицы $E = \eta E_{изм}$. Величина поправочного коэффициента будет определяться глубиной X_1 , на которой начинается лавина в ИК. Из рис. 5 можно определить, что в лавине, начинающейся в первом ряду, из ИК выносится 16% от $E_{изм}$, т.е. для $X_1 = 0$ коэффициент $\eta = 1,16$. Для других значений $\eta(X_1) = [1 - 0,13 \exp(-X_1/L)]^{-1}$. Эту величину необходимо усреднить с учетом вероятности взаимодействия прото-

нов в пределах толщины поглотителя над данным рядом детекторов, тогда мы получим значение $\eta(x_i)$, соответствующее лавинам, начало которых фиксируется рядом на глубине x_i . Эти значения η приведены в табл.2.

Значения коэффициента η для разных лавин

Таблица 2

Номер ряда ИК с началом лавины	1	2	3	4	5	6
$\eta(x_i)$	1,16	1,16	1,19	1,26	1,36	1,52

Иногда мы будем использовать и значения $E_{испр}$, полученные в результате введения разных поправок на ЭВМ. Значения $E_{испр}$ немного больше, чем $E = \eta E_{изм}$. Например, для ядер $E_{испр}/E_{изм} = 1,33$, в то время как $\eta = 1,16$.

К вопросу, какое значение энергии ближе к истинному, мы обратимся в дискуссии.

3. Отбор протонов и ядер гелия

Отбор протонов из всей совокупности зарегистрированных частиц является самой "деликатной" процедурой в процессе измерения их энергетического спектра. Чем меньше этот отбор зависит от измеряемых амплитуд в детекторах заряда и от энергии частиц, тем больше шансов на получение корректных результатов. Поэтому мы попробовали в основу отбора протонов положить такие их свойства, которые отличали бы их от других частиц вне зависимости от сигналов в ДЗ-1 и ДЗ-2.

Отличительной особенностью протонов и ядер гелия от других ядер является большой пробег для взаимодействия. Это приводит к тому, что значительная доля лавин от протонов и ядер гелия будет начинаться в глубине ИК (условно будем называть их лавинами с $K_{л0} = 0$), в то время как лавины от более тяжелых ядер будут начинаться с первого ряда ИК (лавины с $K_{л0} \neq 0$).

Чтобы выяснить эффективность такого отбора, мы взяли лавины с $E \geq 1$ ТэВ, начинающиеся ниже первого ряда и идущие в телесном угле прибора, и построили их распределение по величине Z_1 . Это распределение представлено на рис.6а. Из него видно, что лавины, начинающиеся в глубине ИК, вызываются только частицами с $Z=1$ и $Z=2$. При этом оказалось, что импульс в ДЗ-2 практически во всех случаях соответствует $Z_2 \leq 3$ (только в $\sim 2,5\%$ случаях $Z_2 > 3$; эти случаи показаны на рис.6а черными прямоугольниками). То, что при та-

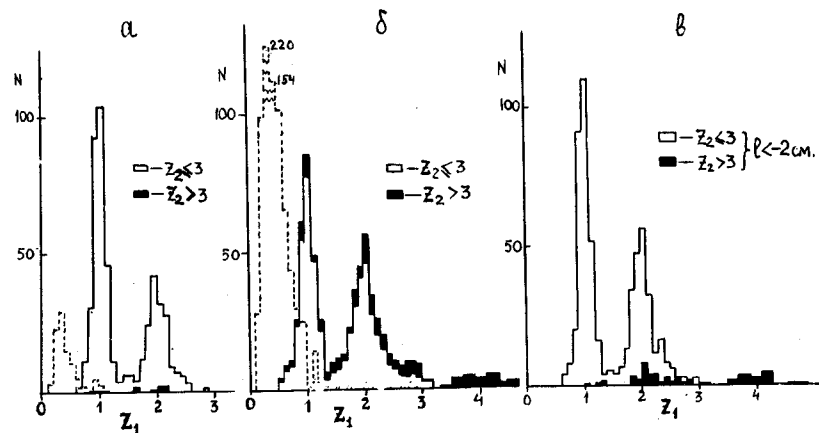


Рис.6. Распределение амплитуд импульсов в ДЗ-1, выраженное в величине заряда Z_1 , для разных условий отбора: а - частицы с началом лавин в глубине ИК; б - частицы с началом лавин в первом ряду ИК; в - частицы с лобными лавинами, но проходящими не ближе 2 см от края ДЗ-1.

ком отборе оказалось мало частиц с $Z_2 > 3$, указывает на малый обратный ток частиц из ИК в детекторы заряда. Это заключение подтверждается числом дополнительно работающих счетчиков ДЗ-1 и амплитудным распределением в них. Пунктиром на рис. 6а показано распределение амплитуд в счетчиках ДЗ-1, через которые не прошла первичная частица (дополнительно работающие счетчики) в отобранных лавинах, а в табл.3 приведено распределение числа n сработавших счетчиков ДЗ-1 в отобранных лавинах при $Z_1 \leq 1,5$ и $1,5 < Z_1 \leq 3$ ($n = 1$ означает, что сработал один счетчик, через который прошла первичная частица).

Распределение лавин с $K_{л0} = 0$ по числу работающих счетчиков ДЗ-1 Таблица 3

Число работающих счетчиков n	1	2	3	4	$\langle n \rangle$
$N(Z_1 \leq 1,5)$	267	27	7	-	1,14
$N(1,5 < Z_1 \leq 3)$	138	26	11	2	1,31

Из таблицы видно, что при регистрации протонов ($0,7 \leq Z_1 \leq 1,5$) только в $\sim 10\%$ случаев дополнительно срабатывает один ДЗ-1, при

этом средняя амплитуда импульса в нем, как видно из рис.6а, равна $\langle Z_1 \rangle = 0,43 \pm 0,02$. В то же время от первичных частиц амплитуды импульсов таковы: у протонов $\langle Z_1 \rangle = 1,02 \pm 0,01$ при $\delta(Z_1) = 0,13$ и у α -частиц ($1,5 < Z_1 \leq 3$) $\langle Z_1 \rangle = 2,02 \pm 0,02$ при $\delta(Z_1) = 0,21$.

Таким образом, видно, что отбор частиц по признаку начала лавин в глубине ИК практически свободен от влияния обратного тока в ДЗ-1 и не требует каких-либо ограничений на величину Z_2 .

Следует отметить, что при $E_{испр} \approx 10$ ТэВ сохраняются те же результаты: из 16 протонов с $K_{до} = 0$ только в двух случаях сработало по одному дополнительному счетчику ДЗ-1, а в остальных 14 случаях сработал один счетчик, через который прошла первичная частица, в этих шестнадцати случаях $\langle Z_1 \rangle = 1,02 \pm 0,03$ и $\delta \approx 0,1$.

Ситуация с обратным током частиц в лавинах, начинающихся в первом ряду ИК ($K_{до} \neq 0$), сильно отличается от рассмотренной картины.

На рис.6б приведено распределение всех лавин с $K_{до} \neq 0$ по Z_1 . Светлая гистограмма получена при дополнительном требовании $Z_2 < 3$. Если рассмотреть частицы с $Z_2 > 3$, то они распадаются на две группы. (Группа частиц с $\ell < -2$ см, заведомо не проходящих через боковую поверхность радиаторов ДЗ-1, имеет распределение по Z_1 , показанное на рис.6в черной гистограммой. Видно, что это - распределение частиц с характерным максимумом при $Z_1 = 2$, т.е. это нормальные ядра гелия). Вторая группа - это частицы, проходящие по краю детекторов ДЗ-1 ($\ell > -2$ см), в том числе и через боковую поверхность; они дают почти равномерное распределение по Z_1 во всем интервале $0,5 \leq Z_1 \leq 3,2$. На рис.6б они показаны черными прямоугольниками и составляют около 7% от всей статистики протонов и ядер гелия.

Пунктиром на рис.6б показано распределение по Z_1 в дополнительных работающих счетчиках в лавинах с $K_{до} \neq 0$, по которым построена светлая гистограмма.

Сравнив площади под пунктирными и светлыми гистограммами на рис.6а и 6б, мы получим число дополнительно работающих счетчиков ДЗ-1 в лавинах с $K_{до} = 0$ и $K_{до} \neq 0$: $\langle n_{доп} \rangle = 0,2$ и $\langle n_{доп} \rangle = 1,6$, соответственно. Тем не менее, несмотря на то, что при $K_{до} \neq 0$ обратный ток частиц из ИК в ДЗ-1 примерно в 8 раз интенсивнее, чем при $K_{до} = 0$, распределения по Z_1 остаются практически подобными.

Если отобрать частицы с $\ell < -2$ см, то для них распределение по Z_1 представлено на рис.6в. Из него видно, что для таких частиц

нет необходимости вводить ограничения на амплитуду сигналов в ДЗ-2. Этот рисунок, кроме того, показывает, что при $Z_2 > 3$ детекторами ДЗ-1 регистрируются в интервале $0 < Z_1 < 5$ ядра гелия (~13% от их числа при $Z_2 < 3$) и ядра группы L. (Ядра с $Z = 5$ мы не рассматриваем.) То обстоятельство, что 13% ядер гелия сопровождается сигналом $Z_2 > 3$, может быть объяснено влиянием обратного тока, увеличивающим импульс в ДЗ-2, но не влияющим на величину Z_1 . Характерным для этих ядер гелия является то, что в 80% случаев $3 < Z_2 < 4$, в 66% случаев число дополнительно работающих счетчиков ДЗ-1 $n_{доп} \geq 2$, в то время как для ядер гелия при $Z_2 < 3$ в лавинах с $K_{до} \neq 0$ $n_{доп} \geq 2$ наблюдается в 36% случаев. При $n_{доп} > 2$ $\langle Z_1 \rangle = 2,25 \pm 0,06$, а в случаях с $n_{доп} < 2$ имеем $\langle Z_1 \rangle = 2,04 \pm 0,07$.

4. Отбор и регистрация ядер с $Z > 5$

Отбор ядер с $Z > 5$, так же как и протонов и α -частиц, осуществлялся прежде всего по геометрическому признаку: отбирались лавины, оси которых проходили через радиатор ДЗ-1, т.е. удовлетворяли требованию $\ell < 0$. При этом исключались из рассмотрения те частицы, которые проходили через "опасные зоны" - места в радиаторах ДЗ-1, проходя через которые первичная частица могла пройти через фотокатод ФЭУ-49 детектора ДЗ-2. При таком прохождении искажалась величина Z_2 . По экспериментальным данным доля частиц, проходящих через "опасную зону", составляет ~10%.

К ядрам с $Z > 5$, удовлетворяющим геометрическим признакам, мы относили частицы с $Z_2 > 5$ при $Z_1 > 3$. Это последнее требование гарантировало прохождение первичной частицы через ДЗ-1 (условие $\ell < 0$ такой гарантии не создает, так как положение оси лавины на уровне радиатора ДЗ-1 определяется с ошибкой ~1 см).

Чтобы убедиться, что критерий $Z_2 > 5$ отбирает ядра с зарядом $Z > 5$, мы отобрали частицы, проходящие через радиатор ДЗ-1 не ближе 2 см от его края ($\ell < -2$ см), чтобы не иметь дело с частицами, входящими в радиатор через его боковую поверхность и проходящими в нем путь меньше его толщины. Для отображенных частиц было построено распределение частиц по Z_1 и Z_2 . Оно приведено на рис.7, на котором каждая точка изображает значения Z_1 и Z_2 данной частицы. Из рис.7 видно, что все точки располагаются симметрично относительно прямой $Z_1 = Z_2$ в сравнительно неширокой полосе. Это значит, что независимые измерения заряда первичной частицы двумя разными детекторами дают непротиворечивые результаты. Кроме того

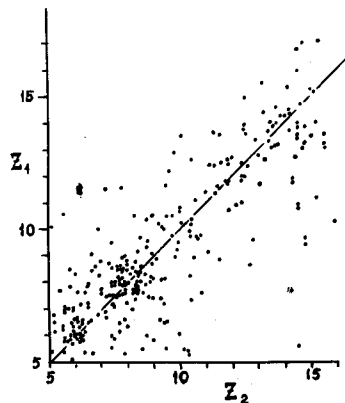


Рис.7. Распределение по Z_1 и Z_2 всех частиц с зарядами в интервале $5 < Z_1 < 15$ и $5 < Z_2 < 15$.

видна концентрация частиц вокруг $Z=6$ и $Z=8$, что и следует ожидать, так как эти ядра наиболее представлены в интервале зарядов $5 < Z < 15$.

Если на диаграмме рис.7 вокруг точек $Z_1 = Z_2 = 6, 7, 8$ и т.д. провести окружности радиусом 0,5 единицы заряда и подсчитать число частиц, находящихся в этих кружках, то получим результат, представленный в табл.4.

Распределение числа частиц по величине заряда Z Таблица 4

Заряд частиц Z	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Число частиц	20	6	24	4	5	2	6	4	7	2

Из таблицы видно, что частиц с нечетным зарядом меньше, чем с четным, как и должно быть. Более того, в группе $6 \leq Z \leq 8$ имеем 50 частиц, а в группе $9 \leq Z \leq 15$ 30 частиц. Отношение чисел частиц в этих двух группах $50/30=1,7 \pm 0,4$. По данным о составе космических лучей при энергиях порядка ГэВ/нуклон [7] отношение чисел частиц в этих группах (при равной энергии на частицу) должно быть 1,6.

Перечисленные факты убеждают, что отобранные события по указанным выше критериям представляют собой ядра с $Z > 5$.

5. Результаты измерения частиц с различным Z

По критериям отбора, описанным выше, были получены числа частиц в разных интервалах энергий. Протоны, ядра гелия и ядра с $Z > 5$ представлены в табл.5, 6 и 7. В них первые две строки относятся к выборке по $E_{изм}$ для мастерных сигналов $M=5$ и $M=7$. Третья и четвертая строки относятся к выборке по $E_{испр}$ для мастеров $M=5$ и $M=7$. Для протонов и ядер гелия, кроме того, приведено распределение числа лавин с разной энергией по началу их в разных рядах ИК (табл. 8 и 9). В табл. 8 и 9 числитель дает число частиц в интервале энергий $E_{изм}$, а знаменатель - в интервале $E_{испр}$.

Данные таблиц 5-9 взяты из [6]. Там же приведена более подробная информация о результатах измерений.

Протоны Таблица 5

$E, TэВ$	1-2	2-3	3-4	4-5	5-7	7-10	10-15	15-20	20-30	30-50	>50	
$N(E_{изм})$	215	87	35	17	23	8	5	2	-	1	-	$M=5$
$N(E_{исм})$	56	15	13	7	7	5	3	-	1	1	-	$M=7$
$N(E_{испр})$	126	129	51	34	30	14	13	1	3	-	1	$M=5$
$N(E_{испр})$	46	31	7	7	9	9	6	2	1	1	-	$M=7$

Ядра гелия Таблица 6

$E, TэВ$	1-2	2-3	3-4	4-5	5-7	7-10	10-15	15-20	20-30	30-50	>50	
$N(E_{изм})$	162	73	30	15	19	6	5	2	1	1	3	$M=5$
$N(E_{изм})$	60	26	12	2	7	4	-	-	-	1	-	$M=7$
$N(E_{испр})$	86	119	38	15	25	18	12	-	2	2	3	$M=5$
$N(E_{испр})$	58	29	16	5	9	5	3	-	-	-	1	$M=7$

Ядра с $Z > 5$ Таблица 7

$E, TэВ$	1-2	2-3	3-4	4-5	5-7	7-10	10-15	15-20	20-30	30-50	>50	
$N(E_{изм})$	238	124	41	16	15	15	5	2	3	1	3	$M=5$
$N(E_{изм})$	123	42	16	11	4	4	4	1	2	1	1	$M=7$
$N(E_{испр})$	127	164	81	33	24	13	16	4	4	1	4	$M=5$
$N(E_{испр})$	120	59	28	15	12	6	3	4	1	2	1	$M=7$

Протоны

Таблица 8

Мастер M=5						Мастер M=7				
E, ТэВ	1-2	2-3	3-5	5-10	>10	1-2	2-3	3-5	5-10	>10
1 ряд	91/56	37/57	21/34	18/18	4/10	34/34	5/11	7/6	3/6	2/2
2 ряд	24/13	7/15	7/6	3/6	1/2	4/3	2/4	4/1	2/4	2/3
3 ряд	51/29	26/33	14/25	5/8	1/3	16/8	7/14	8/5	5/8	1/3
4 ряд	30/18	9/15	7/10	1/5	1/1	2/1	1/2	1/2	2/0	0/2
5 ряд	16/7	8/8	3/10	3/6	1/2	-	-	-	-	-
6 ряд	3/3	0/1	1/0	0/1	-	-	-	-	-	-

Ядра гелия

Таблица 9

Мастер M=5						Мастер M=7				
E, ТэВ	1-2	2-3	3-5	5-10	>10	1-2	2-3	3-5	5-10	>10
1 ряд	95/54	38/68	28/25	14/26	10/13	42/41	14/18	11/12	7/12	1/1
2 ряд	19/10	12/16	9/10	3/7	1/2	6/5	6/5	1/5	1/0	0/1
3 ряд	30/12	21/27	5/15	4/6	1/1	10/10	6/6	1/1	2/1	0/1
4 ряд	14/7	1/7	2/1	3/2	0/3	2/2	0/0	1/0	1/1	0/1
5 ряд	3/1	1/1	1/1	1/2	0/0	-	-	-	-	-
6 ряд	1/2	0/0	0/0	0/0	0/0	-	-	-	-	-

Отметим, что вид спектра не зависит от того, какая энергия используется. Это видно из рис.8, на котором изображены интегральные спектры числа ядер $sZ > 5$ и ядер гелия (из таблиц 6 и 7) при использовании $E_{изм}$ и $E_{испр}$. Из рис.8 можно сделать заключение, что спектры по $E_{изм}$ и $E_{испр}$ практически параллельны в той области энергий, в которой они аппроксимируются степенной функцией. Это значит, что в интервале энергий $2 \text{ ТэВ} \leq E_{изм} \leq 20 \text{ ТэВ}$ переход от измеренной энергии к истинной E возможен с помощью соотношения $E = \eta E_{изм}$ и такой переход не искажает вида спектра.

Показатели интегральных спектров, полученные методом наименьших квадратов в области энергий 2-20 ТэВ из данных таблиц 5-7, приведены в табл.10

Показатели интегральных спектров Таблица 10

Тип частиц	Мастер M=5	Мастер M=7
Протоны	$1,70 \pm 0,11$	$1,19 \pm 0,21$
α -частицы	$1,52 \pm 0,12$	$1,61 \pm 0,22$
Ядра $sZ > 5$	$1,60 \pm 0,08$	$1,58 \pm 0,16$

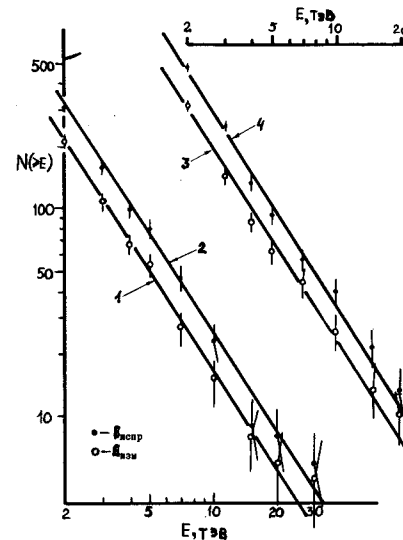


Рис.8. Интегральные спектры числа частиц при использовании $E_{изм}$ (кривые 1 и 3) и $E_{испр}$ (кривые 2 и 4): спектры 1 и 2 - α -частицы, спектры 3 и 4 - ядра $sZ > 5$.

Из таблицы 10 видно, что для ядер гелия и ядер $sZ > 5$ показатели спектров не зависят от типа мастера. Поэтому можно складывать результаты этих измерений. Что же касается протонов, то у них в области 2-4 ТэВ наблюдается сильная зависимость показателя спектра от типа мастера (см. приведенные в той же табл.10 значения для протонов, полученные из таблицы 5). "Уплотнение" спектра протонов в области $E < 4 \text{ ТэВ}$ происходит из-за влияния порога регистрации и больших флуктуаций в развитии лавин в ИК. Этот эффект тем заметнее, чем больше рядов ИК включено в выработку мастерного сигнала и чем выше пороговая энергия $E_{пор}$. Поэтому мастер M=5 более "либеральный" и меньше искажает спектр в области энергий, оной к $E_{пор}$.

6. Энергетические спектры и интенсивности разных компонент

Мы ставим своей целью не только определить спектр протонов в области энергий выше нескольких ТэВ, но и сравнить измерения протонов прибором "Сокол", в котором обратный ток частиц из ИК прак-

тически не влиял на результаты измерений, с измерениями на ИСЗ "Протон" /1,2/. Такое сравнение представляется тем более уместным, что в обоих экспериментах аппаратура была построена по одинаковому принципу: частицы регистрировались ионизационным калориметром с поглотителем из железа, а детекторами в ИК были в обоих приборах сцинтилляторы почти одинаковой толщины. Поэтому чтобы не вносить дополнительных различий при сравнении результатов обоих экспериментов, мы будем вносить поправку в энергию, измеренную в ИК прибора "Сокол", так, как это делалось при обработке результатов в /8/, т.е. считать, что $E = \eta E_{изм}$. Кроме того, мы проведем обработку, используя $E_{испр}$, и сопоставим оба результата.

Если $E = \eta E_{изм}$, то число частиц с энергией $\geq E_{изм}$, зарегистрированных в виде лавин, начинающихся на глубине X_i , будет равно (при степенном спектре)

$$N(\geq E_{изм}) = W_{рег} \frac{W(X_i)}{[\eta(X_i)]^{\gamma-1}} \Gamma T J(\geq E_{изм}), \quad (3)$$

где $W_{рег}$ - вероятность регистрации частиц данного типа, $W(X_i)$ - вероятность того, что лавина начинается в слое X_i , Γ - геометрический фактор прибора, T - время измерений, $(\gamma-1)$ - показатель степени интегрального спектра, $\eta(X_i)$ - коэффициент из табл.2,

$J(\geq E_{изм})$ - интенсивность потока частиц данного сорта.

Для ядер с $Z > 5$ $W_{рег} = 1$, $W(X_i) = 1$ при $i=1$ и $W(X_i) = 0$ при $i > 1$, так как все лавины у ядер с $Z > 5$ начинаются с первого ряда; $\Gamma = 275 \text{ см}^2 \text{ ср}$. При определении интенсивности потока всех ядер с $Z > 2$ мы учитывали, что в табл.7 не включены ядра группы L, которая составляет ~10% от числа ядер с $Z > 5$ (при равной энергии на частицу /9/).

Для протонов и ядер гелия величины $W_{рег}$ учитывали прохождение этих частиц через радиаторы ДЗ-1 и ДЗ-2 без взаимодействия в них.

$W_{рег} = 0,87$ для протонов и $0,83$ для ядер гелия.

Значения $W(X_i)$ рассчитывали, исходя из пробегов для взаимодействия протонов и ядер гелия в материале ИК. (Все необходимые для этих расчетов данные приведены в /6/).

Из (3) легко получить долю лавин, начинающихся в слое X_i ИК, для протонов и ядер гелия. Она равна:

$$\frac{N(X_i)}{N_0} = \frac{W(X_i)}{[\eta(X_i)]^{\gamma-1}} / \sum_i \frac{W(X_i)}{[\eta(X_i)]^{\gamma-1}}. \quad (3a)$$

Эта доля, рассчитанная для протонов и ядер гелия, приведена на рис.9 в виде гистограммы. Точками приведены экспериментальные данные из табл. 8 и 9 для интервала энергий $2 \text{ ТэВ} \leq E_{изм} \leq 10 \text{ ТэВ}$ при $M=5$ (для протонов) и для всей статистики ядер гелия).

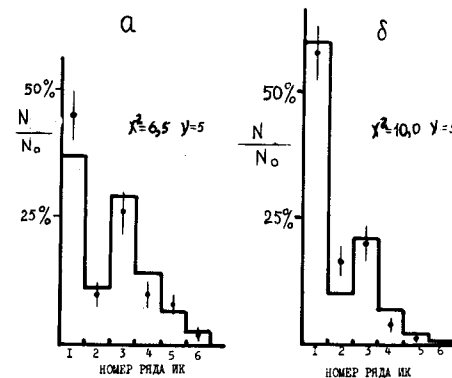


Рис.9. Распределение лавин по их началу в ИК: (по оси абсцисс - номер ряда ИК, в котором начинается лавина, по оси ординат - доля лавин, а-протоны, б- α -частицы).

Из рис.9 видно, что экспериментальные результаты в пределах ошибок согласуются с расчетом, что свидетельствует о правильном учете (без дискриминации) лавин, возникающих на разных уровнях в ИК.

По условиям регистрации протонов требуется $Z_I \geq 0,7$, а для ядер гелия требуется $Z_I > 1,5$. Эти требования приводят к следующему.

При прохождении этих частиц через боковую поверхность радиатора ДЗ-1 они могут пройти в нем путь меньше половины его толщины. При этом сигнал от протона будет меньше 0,7, а сигнал от ядра гелия - меньше 1,4. В таких случаях протон вообще не будет зарегистрирован, а ядро гелия будет зарегистрировано как протон. Поэтому геометрические факторы для регистрации протонов и ядер гелия будут немного меньше, чем для ядер с $Z > 5$, а именно:

$\Gamma_p = 260 \text{ см}^2 \text{ ср}$ и $\Gamma_\alpha = 257 \text{ см}^2 \text{ ср}$.

Доля ядер гелия, равная величине $(\Gamma_z - \Gamma_\alpha) : \Gamma_z = 0,065$, регистрируется как протоны, поэтому такую долю от потока J_α мы вычитали из интенсивности потока протонов.

При использовании $E_{изм}$ в величину потока входит коэффициент $1/V = \sum w(x_i) / [\eta(x_i)]^{M-1}$. При мастере $M=5$ суммирование ведется по шести рядам, а при мастере $M=7$ - по четырём. Поэтому для протонов $1/V = 0,763$ для $M=5$ и $0,741$ для $M=7$.

С учетом времени регистрации T при $M=5$ и $M=7$ и разных $W_{рег}$, с учетом значений Γ_p , Γ_α и Γ_z , при использовании $E_{изм}$ интенсивности разных компонент мы определяли, пользуясь выражениями:

$$J_p(\geq E) = \begin{cases} 0,251 N_p(\geq E) & \text{для } M=5 \\ 0,758 N_p(\geq E) & \text{для } M=7 \end{cases} \quad (4)$$

$$J_\alpha(\geq E) = \begin{cases} 0,242 N_\alpha(\geq E) & \text{для } M=5 \\ 0,681 N_\alpha(\geq E) & \text{для } M=7 \end{cases} \quad (5)$$

$$J_z(\geq E) = 0,146 N_z(\geq E) \quad \text{для суммы } M=5 \text{ и } M=7 \quad (6)$$

Значения $N(\geq E)$ брались из таблиц 5-7. В результаты расчета по (4)-(6) была внесена поправка +6%, учитывающая долю частиц, осциллирующих которых проходят мимо ДЗ-1. Полученные интенсивности приведены в табл. II и изображены на рис. 10. Интенсивности даны в $\text{м}^{-2} \text{ ч}^{-1} \text{ ср}^{-1}$

Интенсивности разных компонент Таблица II

$E, \text{ ТэВ}$	≥ 2	≥ 3	≥ 4	≥ 5	≥ 7	≥ 10	≥ 15	≥ 20	≥ 30
$J_{z2}(\geq E)$	48,0 $\pm 2,8$	22,3 $\pm 1,9$	13,5 $\pm 1,4$	9,3 $\pm 1,2$	6,4 $\pm 1,0$	3,4 $\pm 0,72$	2,0 $\pm 0,56$	1,55 $\pm 0,49$	0,77 $\pm 0,35$
$J_\alpha(\geq E)$	36,9 $\pm 2,6$	19,2 $\pm 1,9$	11,6 $\pm 1,4$	8,8 $\pm 1,3$	4,1 $\pm 0,8$	2,9 $\pm 0,84$	1,7 $\pm 0,64$	1,2 $\pm 0,54$	1,0 $\pm 0,5$
$J_p(\geq E)$	43,1 $\pm 3,1$	23,9 $\pm 2,2$	15,1 $\pm 1,8$	10,5 $\pm 1,5$	4,5 $\pm 1,0$	2,2 $\pm 0,70$	0,77 $\pm 0,42$	-	-
$J_\alpha + J_{z2}$	84,9 $\pm 3,9$	41,5 $\pm 2,8$	25,1 $\pm 2,2$	18,1 $\pm 1,9$	10,5 $\pm 1,4$	6,3 $\pm 1,2$	3,7 $\pm 0,9$	2,75 $\pm 0,75$	1,77 $\pm 0,65$
$\frac{J_p}{J_\alpha + J_z}$	0,51 $\pm 0,04$	0,58 $\pm 0,07$	0,60 $\pm 0,08$	0,58 $\pm 0,10$	0,43 $\pm 0,11$	0,35 $\pm 0,10$	0,21 $\pm 0,12$	-	-

Для протонов и ядер гелия в табл. II приведена средневзвешенная интенсивность из данных для $M=5$ и $M=7$.

На рис. 10 прямые проведены методом наименьших квадратов. Из рис. 10 видно, что спектры ядер гелия и ядер с $Z > 5$ в

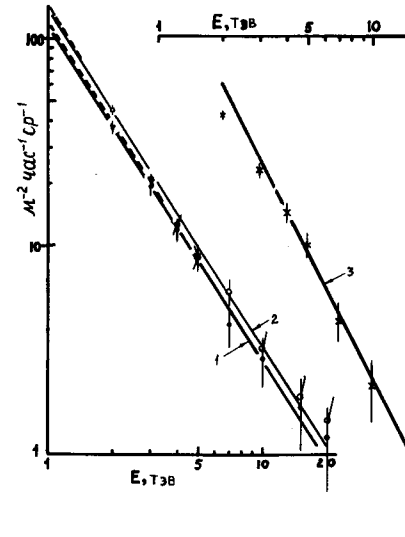


Рис. 10. Интегральные спектры частиц. Энергия - $E_{изм}$ со средней поправкой. 1 - α -частицы, 2 - ядра с $Z > 2$, 3 - протоны, --- [10]

интервале энергий 2-20 ТэВ аппроксимируются степенной функцией:

$$J_\alpha(\geq E) = (120 \pm 15) E^{-(\gamma-1)} \text{ м}^{-2} \text{ ч}^{-1} \text{ ср}^{-1} \quad \text{с } (\gamma-1) = 1,60 \pm 0,13,$$

$$J_z(\geq E) = (138 \pm 13) E^{-(\gamma-1)} \text{ м}^{-2} \text{ ч}^{-1} \text{ ср}^{-1} \quad \text{с } (\gamma-1) = 1,61 \pm 0,10.$$

Поэтому спектр всех ядер с $Z \geq 2$:

$$J_{z2}(\geq E) = (258 \pm 19) E^{-(\gamma-1)} \text{ м}^{-2} \text{ ч}^{-1} \text{ ср}^{-1} \quad \text{с } (\gamma-1) = 1,60 \pm 0,08.$$

Кроме того, видно, что абсолютные интенсивности этих частиц в том энергетическом интервале, для которого имеются данные /10/, хорошо с ними согласуются (пунктир на рис. 10).

Если использовать $E_{испр}$, то для получения интенсивности следует в (3) положить $\eta(x_i) = 1$. Значения интенсивностей протонов, α -частиц и ядер с $Z > 2$ при использовании $E_{испр}$ приведены в табл. 12.

Построенный по данным этой таблицы спектр всех ядер с $Z \geq 2$ в области энергий $2 \text{ ТэВ} \leq E \leq 20 \text{ ТэВ}$ аппроксимируется функцией

$$J_{z2}(\geq E) = J_\alpha + J_{z2} = (304 \pm 12) E^{-(\gamma-1)} \text{ м}^{-2} \text{ ч}^{-1} \text{ ср}^{-1} \quad \text{с } (\gamma-1) = 1,60 \pm 0,07$$

Интенсивность разных компонент при использовании $E_{испр}$

Таблица 12

$E, \text{ТэВ}$	≥ 2	≥ 3	≥ 4	≥ 5	≥ 7	≥ 10	≥ 15	≥ 20	≥ 30
$J_{\alpha}(\geq E)$	59,7 $\pm 2,7$	30,7 $\pm 1,9$	17,4 $\pm 1,5$	11,6 $\pm 1,2$	7,2 $\pm 0,93$	4,9 $\pm 0,77$	2,5 $\pm 0,56$	1,6 $\pm 0,43$	0,98 $\pm 0,35$
$J_{\alpha}(\geq E)$	43,7 $\pm 2,5$	22,4 $\pm 1,8$	14,4 $\pm 1,5$	11,6 $\pm 1,3$	6,5 $\pm 1,2$	3,2 $\pm 0,69$	1,4 $\pm 0,52$	1,4 $\pm 0,52$	0,99 $\pm 0,43$
$J_p(\geq E)$	45,2 $\pm 2,5$	24,7 $\pm 1,8$	17,1 $\pm 1,5$	11,4 $\pm 1,2$	6,2 $\pm 0,9$	3,7 $\pm 0,7$	1,07 $\pm 0,37$	0,80 $\pm 0,32$	-
$J_{\alpha} + J_{\alpha} + J_{\alpha} \geq 2$	103,4 $\pm 3,7$	53,1 $\pm 2,7$	31,8 $\pm 2,0$	23,2 $\pm 1,7$	13,7 $\pm 1,5$	8,1 $\pm 1,06$	3,9 $\pm 0,74$	3,0 $\pm 0,68$	1,97 $\pm 0,53$
J_p	0,44	0,47	0,54	0,49	0,45	0,46	0,27	0,27	-
$J_{\alpha} + J_{\alpha} \geq 2$	$\pm 0,03$	$\pm 0,04$	$\pm 0,06$	$\pm 0,07$	$\pm 0,09$	$\pm 0,11$	$\pm 0,11$	$\pm 0,13$	-

7. Спектр протонов

В табл. 11 и 12 приведены практически все данные, которые нам понадобятся для рассмотрения вопроса о спектре протонов.

Если аппроксимировать спектр протонов степенной функцией вида $J_p(E) \sim E^{-(\gamma_p - 1)}$ в области энергий $E_I \sim 20$ ТэВ и определить показатель степени $(\gamma_p - 1)$ методом наименьших квадратов в зависимости от значения нижней границы интервала E_I , то мы получим результат, приведенный в табл.13. Левая ее часть относится к спектру, построенному по $E_{изм}$ (по данным табл.11), а правая - к спектру, построенному по $E_{испр}$ (по данным табл.12).

Зависимость показателя $(\gamma_p - 1)$ от E_I Таблица 13

$E_I, \text{ТэВ}$	2	3	4	$E_I, \text{ТэВ}$	2	3	4	5
$(\gamma_p - 1)$	1,77 $\pm 0,13$	2,00 $\pm 0,17$	2,2 $\pm 0,20$	$(\gamma_p - 1)$	1,61 $\pm 0,11$	1,74 $\pm 0,14$	1,90 $\pm 0,17$	2,00 $\pm 0,20$
χ^2	4,8	1,1	0,6	χ^2	8,4	4,6	1,7	1,4
ν	5	4	3	ν	6	5	4	3

Из табл.13 можно сделать два заключения:

а) вне зависимости от используемой энергии ($E_{изм}$ или $E_{испр}$), при $E_I \approx 3-4$ ТэВ показатель $(\gamma_p - 1) = 2,0 \pm 0,2$, т.е. больше чем для ядер $(\gamma_p - 1) = 1,60 \pm 0,08$. Однако ошибка γ_p такова, что этот результат требует подтверждения другими методами.

б) по мере уменьшения E_I величина $(\gamma_p - 1)$ уменьшается. При

всех рассмотренных вариантах величина $\gamma_p - 1$ лежит в пределах, допускаемых статистическими ошибками, и любое из значений γ_p , приведенных в табл.13, является допустимым.

В связи с такой неопределенностью возникает необходимость найти ответы на два вопроса:

1. Является ли показатель интегрального спектра 2,0 в области энергий $E > 3/4$ ТэВ реальностью или это результат статистических ошибок?

2. Является ли "уплощение" спектра в области энергий $E < 3/4$ ТэВ отражением физической реальности или это методический эффект?

Чтобы ответить на первый вопрос, попытаемся повысить точность определения γ_p . Для этого используем результаты измерений с прибором "Сокол-1". Однако заметим, что по измерениям этим прибором спектра всех ядер мы получили $(\gamma_p - 1) = 2,33 \pm 0,08$. Поэтому можно ожидать и "уплощения" спектра протонов. Следовательно, складывать протонные спектры или их показатели, полученные в этих двух экспериментах, нельзя.

Мы рассмотрим отношение $N_p(E)$ к числу всех ядер $N_{\alpha}(E) + N_z(E)$.

Если энергетическая зависимость числа протонов и ядер имеет степенной вид с разными показателями степени, $N_p(E) \sim E^{-(\gamma_p - 1)}$ и $N_{\alpha}(E) + N_z(E) \sim E^{-(\gamma_z - 1)}$, то отношение этих чисел будет описываться степенной функцией с показателем степени $(\gamma_p - \gamma_z)$. Причем, если наблюдаемый спектр деформирован какими-то методическими эффектами и его показатель степени отличается на $\Delta\gamma$ от показателя степени истинного спектра и это искажение не зависит от типа регистрируемых частиц, то наблюдаемое $\gamma_p - \gamma_z$ будет равно истинной разности показателей степени.

В табл.14 приведены результаты измерения числа частиц разной природы прибором "Сокол-1" в той энергетической шкале, в которой ранее были опубликованы спектры разных ядер /3,4/.

Число частиц разной энергии по измерениям прибором "Сокол-1" Таблица 14

$E, \text{ТэВ}$	≥ 2	≥ 3	≥ 5	≥ 7	≥ 10	≥ 15	≥ 20
$N_p(\geq E)$	175	113	53	27	12	5	4
$N_{\alpha}(\geq E)$	149	85	37	26	16	9	4
$N_z(\geq E)$	387	237	115	84	51	26	16
N_p	0,33	0,35	0,35	0,25	0,18	0,14	0,20
$N_{\alpha} + N_z$	$\pm 0,03$	$\pm 0,04$	$\pm 0,06$	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$	$\pm 0,07$	$\pm 0,11$

На рис.11 приведены значения $N_p/(N_\alpha+N_z)$, взятые из этой таблицы, и аналогичные отношения, полученные из табл.5, 6, 7 для $E_{изм}$ и $E_{испр}$. Через экспериментальные точки проведены прямые методом наименьших квадратов. Их наклон дает значения $(\gamma_p-\gamma_z)$, которые сведены в табл. 15.

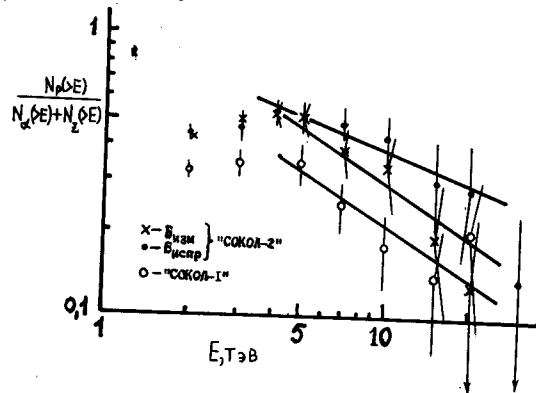


Рис.11. Отношение числа протонов N_p к числу ядер $cZ \geq 2$ при разных энергиях по измерениям приборами "Сокол-1" и "Сокол-2"

Разность показателей степени $(\gamma_p-\gamma_z)$ по данным приборов "Сокол-1" и "Сокол-2" Таблица 15

Условия измерений	"Сокол-1"	"Сокол-2"			
	N_p с $K \geq 0$	$E_{испр}, M=5$	$E_{испр}, M=5+7$	$E_{изм}, M=5$	$E_{изм}, M=5+7$
$(\gamma_p-\gamma_z)$	$0,63 \pm 0,29$	$0,53 \pm 0,23$	$0,38 \pm 0,19$	$0,76 \pm 0,3$	$0,64 \pm 0,25$

Средне-взвешенное значение $\gamma_p-\gamma_z$ из данных "Сокола-1" и "Сокола-2" при использовании $E_{испр}$ дает $(\gamma_p-\gamma_z)=0,48 \pm 0,13$. Если использовать спектры по $E_{изм}$, то получим $(\gamma_p-\gamma_z)=0,67 \pm 0,16$. Как видно, при любом варианте из отношения $N_p/(N_\alpha+N_z)$ мы получаем, что в области $E > 3 \div 4$ ТэВ $(\gamma_p-\gamma_z) \approx 0,5$. Так как $\gamma_p-I = (\gamma_z-I) + (\gamma_p-\gamma_z)$, а $(\gamma_z-I) = 1,60 \pm 0,07$, то из отношения $N_p/(N_\alpha+N_z)$ получим минимальное значение $(\gamma_p-I) = (1,60 \pm 0,07) + (0,48 \pm 0,13) = 2,08 \pm 0,15$.

Возможность получить ответы на оба вопроса заключена в рассмотрении отношения интенсивностей протонов и ядер, т.е. величины

$J_p(\geq E) / [J_\alpha(\geq E) + J_z(\geq E)]$. Это отношение не тождественно предыдущему, так как является не только функцией $(\gamma_p-\gamma_z)$, но и зависит и от абсолютных интенсивностей разных групп ядер.

Заметим, что при $E \approx 1$ ТэВ по данным /10/ $J_p/(J_\alpha+J_z) \approx 0,94$, а по данным /1,2/ это отношение равно 1,0. Из табл.11 и 12 следует, что при $E \approx 20 \div 25$ ТэВ $J_p/(J_\alpha+J_z) = (0,21 \div 0,25) \pm 0,13$, т.е. значительно меньше $0,9-1,0$. (Более подробно следствие из малого отношения числа протонов к числу ядер при $E \approx 25$ ТэВ рассмотрено в/11/).

Ранее мы видели, что интенсивность ядер гелия и ядер $cZ > 2$, измеренная прибором "Сокол-2", находится в хорошем согласии с известными данными (см. рис.10). Следовательно, малая величина отношения $J_p/(J_\alpha+J_z)$ происходит из-за малого потока протонов.

Если допустить, что в области энергий $E \geq 1$ ТэВ показатели спектров протонов и ядер равны, соответственно, (γ_p-I) и (γ_z-I) , то отношение интенсивностей этих частиц при энергиях $\geq E$ будет равно

$$\frac{J_p(\geq E)}{J_\alpha(\geq E) + J_z(\geq E)} \approx 0,9 E^{-(\gamma_p-\gamma_z)} \quad (7)$$

На рис.12 изображены отношения $J_p/(J_\alpha+J_z)$ при разных E , взятые из таблиц 11 и 12, и посчитанные по (7) при $(\gamma_p-\gamma_z) = 0,48 \pm 0,13$ (заштрихованная область). из того обстоятельства, что

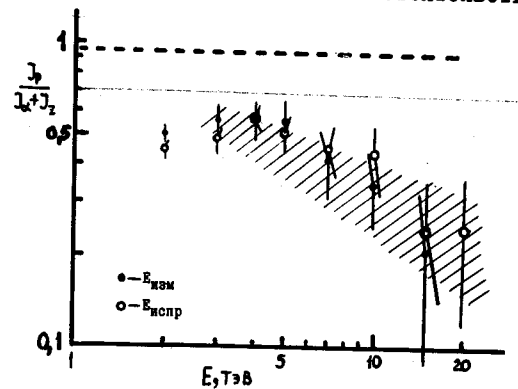


Рис.12. Отношение интенсивности протонов к ядрам $cZ > 2$ при разных энергиях. Пунктир - значение этого отношения при неизменном хим. составе. Заштрихованная область - при $(\gamma_p-\gamma_z) = 0,48 \pm 0,13$ в области $E > 1$ ТэВ.

экспериментальные значения этого отношения лежат в заштрихованной области, следует, что в интервале энергий от 1 ТэВ до E показатель степени $(\gamma_p-\gamma_z) = 0,5$, т.е. имеет практически то же значение, что и при энергиях $\geq E$. Кроме того, абсолютное значение отношения находится в несомненном противоречии с утверждением $\gamma_p \approx \gamma_z$ в интервале энергий 1-20 ТэВ, т.е. утверждением о неизменном химическом

составе космических лучей. (пунктир на рис.12).

Аналогичная ситуация имеет место и для отношения J_p/J_α .

Так, из таблиц I2 и I2 при энергии частиц $E \geq 4$ ТэВ имеем, соответственно, $J_p/J_\alpha = 1,19 \pm 0,21$ и $1,20 \pm 0,17$. В то же время при $E \approx 1$ ТэВ $J_p/J_\alpha \approx 2,0 / 1,2, 10/$. Как видно, и в данном случае измеренное отношение J_p/J_α при $E \geq 4$ ТэВ составляет $0,6 \pm 0,09$ от ожидаемого при $\chi_p = \chi_\alpha$, так же как это имеет место для $J_p/(J_\alpha + J_\alpha)$ при $E \geq 4$ ТэВ.

Важно отметить, что ядра гелия регистрируются в ионизационном калориметре почти так же, как протоны (см. рис. 9). Поэтому малое значение J_p/J_α , повидимому, не может быть отнесено за счет методических причин.

В заключение приведем еще одно соображение о том, что в интервале $1 \div 4$ ТэВ показатель степени интегрального спектра протонов должен быть близок к 2,0.

Если стоять на той точке зрения, что при $E < 1$ ТэВ $\chi_p = \chi_\alpha$, то при $E=1$ ТэВ должно быть $J_p/(J_\alpha + J_\alpha) = (0,95 \pm 0,05)$. Следовательно, поток протонов при $E=1$ ТэВ должен быть равен $J_p(E \geq 1) = (0,95 \pm 0,05) \times (J_\alpha + J_\alpha)$. Экстраполированное к $E=1$ ТэВ значение потока всех ядер мы получили ранее. Оно равно $258 \pm 19 \text{ м}^{-2} \text{ч}^{-1} \text{ср}^{-1}$ или $304 \pm 12 \text{ м}^{-2} \text{ч}^{-1} \text{ср}^{-1}$ для спектров по $E_{изм}$ и $E_{испр}$, соответственно. Следовательно потоки протонов при $E \geq 1$ ТэВ должны быть равны: $245 \pm 22 \text{ м}^{-2} \text{ч}^{-1} \text{ср}^{-1}$ или $289 \pm 19 \text{ м}^{-2} \text{ч}^{-1} \text{ср}^{-1}$. Зная потоки протонов при $E \geq 1$ ТэВ и сравнив их с потоками при энергии $\geq E$, мы можем получить показатель степени

$$\chi_p - 1 \text{ в интервале от } 1 \text{ до } E = \frac{\lg [J_p(\geq 1) / J_p(\geq E)]}{\lg E}$$

Значения $\chi_p - 1$, полученные из этого выражения с использованием табл. II и I2, приведены в табл. I6.

Показатели степени спектра протонов в области энергий от 1 до E ТэВ.

Таблица I6

Интервал энергий	I÷2	I÷3	I÷4	I÷5	Примечание
$(\chi_p - 1)$	$2,43 \pm 0,17$	$2,08 \pm 0,12$	$1,99 \pm 0,11$	$1,94 \pm 0,11$	Спектр по $E_{изм}$
$(\chi_p - 1)$	$2,65 \pm 0,13$	$2,22 \pm 0,09$	$2,03 \pm 0,08$	$1,99 \pm 0,08$	"-" по $E_{испр}$

Из этой таблицы следует, что в интервале $1 \leq E \leq 4$ ТэВ $(\chi_p - 1) = 2,0 \pm 0,1$. Аномально большое значение χ_p в интервале 1-2 ТэВ является следствием сильно заниженного значения интенсивности потока протонов в этом энергетическом интервале из-за влияния порога регистрации. Мы не можем исключить того, что порог регистрации вли-

яет и на интервал 1-3 ТэВ. Поэтому мы определяем показатель степени спектра протонов в области $E_{изм} \geq 4$ ТэВ и $E_{испр} \geq 5$ ТэВ.

8. Дискуссия

К настоящему времени известны три эксперимента, в которых непосредственно измерялся спектр протонов в области энергий выше 1 ТэВ: эксперимент на ИСЗ "Протон" и два эксперимента с эмульсионной методикой /12,13/. Кроме того в двух экспериментах была измерена эмульсионной методикой интенсивность потока протонов в узком энергетическом интервале около 10-20 ТэВ /14,15/.

Сперва сравним результаты измерений прибором "Сокол-2" с измерениями на ИСЗ "Протон". Для такого сравнения мы возьмем спектры с $E_{изм}$, поскольку они получены с использованием того же метода обработки данных ИК, какой был использован в эксперименте на ИСЗ "Протон".

На рис.13 приведены данные для протонов из табл. II, умноженные на $(E/0,1)^{-1,62}$, а также данные для всех частиц. При этом под "всеми частицами" мы понимаем сумму $J_p + J_\alpha + J_\alpha > 2$.

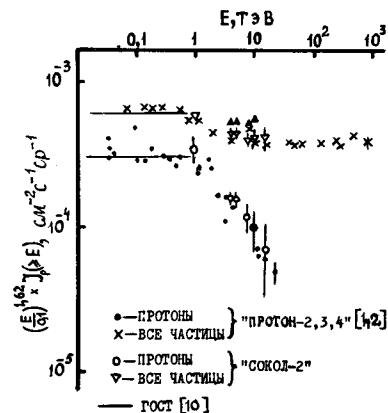


Рис.13. Результаты измерения спектров всех частиц (x и ∇) и протонов (• и ○) на ИСЗ "Протон" и прибором "Сокол-2", если использовать $E_{изм}$; ▲ - все частицы, если использовать $E_{испр}$.

На рис.13 в спектре протонов и в спектре всех частиц (в измерениях прибором "Сокол-2") присутствует точка при энергии 1 ТэВ. Она была получена следующим образом. Интенсивность ядер при $E=1$ ТэВ

равна $258 \pm 19 \text{ м}^{-2} \text{ч}^{-1} \text{ср}^{-1}$. Она является результатом экстраполяции к $E=1$ ТэВ спектров ядер гелия и ядер с $Z > 2$. Считая, что при $E=1$ ТэВ доля протонов составляет $0,95 \pm 0,05$ от потока ядер, получим поток протонов при $E \geq 1$ ТэВ $J_p(E \geq 1) = 245 \pm 22 \text{ м}^{-2} \text{ч}^{-1} \text{ср}^{-1}$, соответственно, поток всех частиц с $E \geq 1$ ТэВ равный $(245 \pm 22) + (258 \pm 19) = 503 \pm 29 \text{ м}^{-2} \text{ч}^{-1} \text{ср}^{-1}$.

Из рис.13 видно, что спектр всех частиц и спектр протонов, измеренные прибором "Сокол-2", хорошо согласуются с измерениями на ИСЗ "Протон", если в качестве энергии частиц принимать $E = E_{\text{изм}} \cdot \gamma = 1,16$ для лавин, начинающихся в первом ряду ИК.

Если применить критерий χ^2 для количественной оценки степени этого согласия и использовать аппроксимацию результатов измерений на ИСЗ "Протон" /1/ и данные табл.11, то получим $\chi^2 = 4,0$ при $\nu = 7$ для всех частиц в области $E \geq 3$ ТэВ и $\chi^2 = 5,6$ при $\nu = 6$ для протонов в области энергий $E \geq 3$ ТэВ.

Совпадение результатов измерений, выполненных разными приборами - "Сокол-2", СЭЗ-14 и СЭЗ-15 на ИСЗ "Протон", - позволяет заключить, что спектр всех частиц в области энергий $\sim 3 \div 20$ ТэВ всеми приборами измерялся одинаково и, повидимому, достаточно правильно. (Результаты аппроксимации измерений всех частиц на ИСЗ "Протон" /1/ в интервале энергий 10 ТэВ-1 ТэВ совпадают с данными /10/ с точностью не хуже 10%).

Совпадение спектров протонов указывает на то, что малая интенсивность протонов при энергиях $\sim 3 \div 10$ ТэВ, измеренная на ИСЗ "Протон", - не результат действия обратного тока частиц из ИК в детекторы заряда (в приборе "Сокол-2" такой эффект практически отсутствует), а является физической реальностью. Следовательно, укрупнение спектра протонов в области 1-10 ТэВ - следствие малой интенсивности потока протонов - также физическая реальность, а не методический эффект.

Разные подходы к определению показателя спектра протонов привели к следующим результатам:

- ($\gamma_p - 1$) = $2,2 \pm 0,20$. (Непосредственное определение показателя при $E_{\text{изм}} \geq 4$ ТэВ).
- ($\gamma_p - 1$) = $2,08 \pm 0,15$. (Из отношения $N_p / (N_\alpha + N_Z)$ в области $E \geq 4$ ТэВ по измерениям приборами "Сокол-1" и "Сокол-2")
- ($\gamma_p - 1$) = $2,08 \pm 0,12$. (В области $E = 1 \div 3$ ТэВ. Сравнением измеренного потока и ожидаемого из отношения $J_p / (J_\alpha + J_Z) = 0,95$)

Таким образом, эта совокупность результатов дает основание

считать, что по измерениям прибором "Сокол-2" (если пользоваться $E_{\text{изм}}$ и использовать все зарегистрированные протоны из табл.5) в интервале энергий $\sim 1 \div 10$ ТэВ показатель степени интегрального спектра ($\gamma_p - 1$) = $2,0 - 2,2$, т.е. укрупнение спектра протонов начинается в окрестности $E \approx 1$ ТэВ.*

Сравнение полученных результатов с имеющимися эмульсионными данными приведено на рис.14.

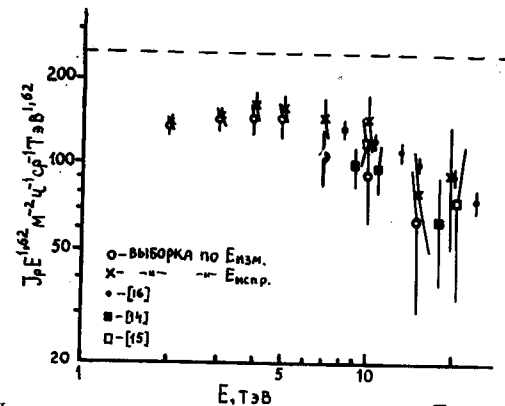


Рис.14. Интенсивность протонов при разных E . \blacksquare - /14/, \square - /15/, \circ - /16/. Настоящая работа: \circ - выборка по $E_{\text{изм}}$, \times - выборка по $E_{\text{испр}}$.

Из приведенных на рис.14 данных видно, что показатель степени спектра протонов по результатам работы /16/ равен ($\gamma_p - 1$) = $2,1 \pm 0,12$ в области энергий $8 \leq E \leq 20$ ТэВ.

Если считать, что при $E=1$ ТэВ $J_p(E \geq 1) = 240 \text{ м}^{-2} \text{ч}^{-1} \text{ср}^{-1}$, то средний показатель степени в интервале $1 < E < 8$ ТэВ будет равен ($\gamma_p - 1$) = $1,9$. Если же допустить, что $\gamma_p - 1 = 2,1$, то укрупнение спектра протонов должно начаться с энергии $E \leq 2,4$ ТэВ.

Кроме того, рис.14 демонстрирует, что практически все эмульсионные данные (кроме /12/) в пределах ошибок совпадают с нашими результатами.

* Расхождение протонных спектров, измеренных прибором "Сокол-2" и на ИСЗ "Протон", полученное в работе /17/, связано с рядом некорректностей, допущенных в /17/ как при отборе протонов, так и при сравнении этих данных. Эти вопросы будут нами рассмотрены в специальной публикации.

Ранее мы показали, что показатели степени в спектрах ядер и протонов не зависят от того, какая энергия используется в соответствующих спектрах ($E_{изм}$ или $E_{испр}$). Однако интенсивности потоков заметно зависят от используемой энергии.

Решить вопрос о выборе энергии можно сопоставлением интенсивности, полученной с $E_{изм}$ и $E_{испр}$ с известной интенсивностью соответствующей компоненты космических лучей.

При выборе "известной компоненты" мы останавливаемся на результатах измерений на ИСЗ "Протон" по следующим причинам. В этих измерениях и спектр протонов и спектр всех частиц были измерены одним и тем же прибором в очень широком интервале энергий: от ~ 10 ГэВ до 100 ТэВ. Результаты этих измерений хорошо совпадают с известными литературными данными при малых энергиях (в десятки ГэВ), совпадают с результатами, приведенными в обзоре /10/ до энергий $E \sim 1$ ТэВ по потокам протонов, ядер гелия и всех частиц космических лучей. Эта совокупность фактов дает основание полагать, что и в области энергий 1-10 ТэВ, в которой сосредоточена основная статистика данных прибора "Сокол-2", результаты измерения спектра всех частиц на ИСЗ "Протон" могут быть "известной интенсивностью". Поэтому при сравнении с данными ИСЗ "Протон" мы будем использовать аппроксимацию, приведенную в /1/, т.к. она хорошо описывает экспериментальные результаты в интервале энергий от ~ 30 ГэВ до ~ 100 ТэВ.

Из рис.13 видно, что при использовании $E_{изм}$ интенсивность всех частиц по измерениям прибором "Сокол-2" в пределах ошибок совпадает с измерениями на ИСЗ "Протон". В то же время интенсивность всех частиц при использовании $E_{испр}$ (черные треугольники на рис. 13) превышает результаты измерений на ИСЗ "Протон" на $28 \pm 7\%$ при $E_{испр} = 5$ ТэВ и на $48 \pm 15\%$ при $E_{испр} = 10$ ТэВ. Чтобы эти интенсивности совпали, необходимо $E_{испр}$ уменьшить в $(1,28 \pm 0,07)^{1/1,6} = 1,17 \pm 0,04$ раза. При этом коэффициент, связывающий $E_{изм}$ и $E_{испр}$, равный $1,33 \pm 0,03$, станет равен $(1,33 \pm 0,03) : (1,17 \pm 0,04) = 1,14 \pm 0,05$. Но это значение коэффициента η практически совпадает с $\eta = 1,16$, которое мы получили ранее из формы каскадной кривой для лавин (рис.5).

В заключение дискуссии следует заметить, что спектр протонов с показателем $\chi_p - 1 = 2,0 - 2,2$ не может простираться до сколь угодно больших энергий и экстраполяция этого спектра из области $1 \div 10$ ТэВ до $\sim 10^3$ ТэВ и, тем более, в область еще больших энергий, неправомочна.

Дело в том, что за счет фрагментации ядер, проходящих в космическом пространстве несколько $г/см^2$, должны образовываться свободные протоны со спектром, тождественным спектру ядер, т.е. с $\chi_p - 1 = 1,6$. Поэтому при некоторой энергии E_1 интенсивность "первичных" протонов с $\chi_p - 1 = 2,0 - 2,2$ сравняется с интенсивностью "вторичных" протонов - продуктов фрагментации ядер и при $E > E_1$ показатель степени интегрального спектра протонов вновь совпадет с показателем спектра ядер. По нашим оценкам $E_1 \approx 100$ ТэВ.

Заключение

На основе проведенного анализа можно сформулировать следующие выводы.

1. Полученные экспериментальные данные подтвердили правильность основных принципов, заложенных нами в прибор "Сокол": толстый секционированный ионизационный калориметр позволяет с хорошей точностью восстанавливать геометрию прохождения первичной частицы через прибор, а черенковские счетчики, использующие направленность черенковского излучения, дают возможность надежно выделять протоны из всего потока космических лучей без влияния обратного тока частиц в детекторы заряда.

2. Измеренные в настоящей работе интенсивности ядер гелия и ядер с $Z > 5$ хорошо совпадают с литературными данными и имеют показатель степени интегрального спектра $(\chi_z - 1) = 1,60 \pm 0,08$ в области энергий > 2 ТэВ.

3. Измеренная разность показателей спектров протонов и ядер $\chi_p - \chi_z = 0,48 \pm 0,13$ в области энергий $E \approx 3 \div 10$ ТэВ практически не зависит от точности определения энергии.

4. Измерено отношение потока протонов к потоку ядер гелия. При энергии $E = 3 - 4$ ТэВ оно равно $1,19 \pm 0,21$.

Измерено отношение потока протонов к потоку всех ядер с $Z \geq 2$. При энергии $E = 3 \div 4$ ТэВ оно равно $0,58 \pm 0,08$.

Эти отношения указывают на дефицит протонов и хорошо согласуются с $\chi_p - \chi_z \approx 0,5$ в области энергий 1-10 ТэВ.

5. Суммируя экспериментальные данные приборов "Сокол-1" и "Сокол-2", получен показатель степени интегрального спектра протонов $\chi_p - 1 = 2,08 \pm 0,15$ в области энергий $E = 4 \div 20$ ТэВ.

6. Результаты измерений прибором "Сокол-2" количественно совпадают с измерениями на ИСЗ "Протон" потока всех частиц и потока протонов в области энергий $\approx 3 \div 20$ ТэВ при условии идентичной мето-

дики обработки результатов измерений.

Количественное согласие с данными, полученными на ИСЗ "Протон" доказывает, что ранее наблюдавшееся укрупнение спектра протонов не является результатом воздействия частиц обратного тока на детекторы заряда в аппаратуре СЭВ-14 на ИСЗ "Протон".

— x —

Аппаратура "Сокол" была логическим продолжением идеи использования ионизационного калориметра для изучения первичных космических лучей высокой энергии на ИСЗ.

Реализация этой идеи была начата автором на ИСЗ "Протон-1,2,3" с сравнительно простой аппаратурой (по современным представлениям). Затем исследования были продолжены на ИСЗ "Протон-4" с аппаратурой более сложной, в которой впервые было использовано значительное число амплитудных анализаторов. Массовое применение амплитудных анализаторов в приборе "Сокол" позволило решить задачу визуализации всей картины регистрации частиц.

Автор глубоко убежден в том, что экспериментальные методы, реализованные в приборе "Сокол" должны стать неотъемлемой частью аппаратуры, которая будет использоваться в последующих исследованиях частиц космических лучей высокой энергии на ИСЗ.

— x —

Эксперименты с прибором "Сокол" были подготовлены в НИИЯФ МГУ и проводились в сотрудничестве с другими организациями.

Публикуя итог этих экспериментов, автор хотел бы воспользоваться возможностью поблагодарить всех принявших участие в этом непростом деле.

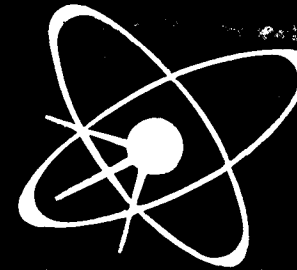
С особой благодарностью я вспоминаю академика Сергея Николаевича Вернова, которому принадлежит определяющая роль в осуществлении эксперимента. Сергей Николаевич с присущей ему дальновидностью и глубоким пониманием эксперимента откликнулся на предложение провести описанные выше исследования. Он принимал самое активное участие в обсуждении и разработке идеи эксперимента и на первых порах возглавил коллектив исполнителей, создав для проведения работ в НИИЯФ все необходимые условия.

Затем пришлось вести работу уже без него и ответственность за изложенные здесь выводы несет только автор этих строк. Однако, если вердикт, вынесенный временем, будет в пользу их справедли-

вости, я считаю, что заслуга в получении этих результатов должна быть связана с его именем.

Литература

1. Aikmov V.V., Grigorov N.L., Nesterov V.E. et al. IIth ICRC Budapest 1969, OG-99.
2. Grigorov N.L., Nesterov V.E., Rapoport I.D. et al. Space Research III Akademik-Verlag, Berlin 1972, p.1617.
3. Иваненко И.П., Григоров Н.Л., Шестоперов В.Я. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, с.200.
4. Иваненко И.П., Григоров Н.Л., Шестоперов В.Я. и др. Ядерная физика, 1987, т.45, с.1069.
5. Vektov S.N., Klyman I.P., Mishenko L.G. et al. 17th ICRC, Paris 1981, vol.8, p.49.
6. Григоров Н.Л., Иваненко И.П., Шестоперов В.Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ, 1988. 88-43/64.
7. Garzia-Munoz M. and Simpson J.A. 16th ICRC, Kyoto 1979, v.I, p.270.
8. Григоров Н.Л., Нестеров В.Е., Рапопорт И.Д. и др. Космические исследования 1967, т.5, с.395.
9. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. Происхождение космических лучей. - М.: АН СССР, 1963.
10. Лучи космические галактические. ГОСТ 25645.122-ГОСТ 25645.125-85. Госком. СССР по стандартам.
11. Григоров Н.Л. Письма в ЖЭТФ, 1989, т.48, вып.2, с.71
12. Burnett T.H., Dake S., Derrickson I.H. et al. 20th ICRC, Moscow 1987, vol.I, p.375.
13. Kanevsky B.L., Sazhina G.P., Sokolovskaya N.V. et al. 20th ICRC, Moscow 1987, vol.I, p.371.
14. Вакуленко Е.С., Зацепин В.И. и др. Вестник МГУ, сер. физ. и астрон. 1985, т.26, с.32.
15. Tazaka S. et al. Phys. Rev. 1982, vol.25, №7, p.1765.
16. Варковичкая А.Я., Зацепин В.И., Замчалова Е.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ. 1988, т.52, с.2317
17. Иваненко И.П., Рапопорт И.Д., Шестоперов В.Я. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, т.48, вып.9, с.468.



**НИИЯФ
МГУ**

ПРЕПРИНТ 89 - 9/86.

Н. Л. Григоров

**ИЗУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 1 ТЭВ
НА ИСЗ ПРИБОРОМ «СОКОЛ»**

Наум Леонидович Григоров

ИЗУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 1 ТЭВ
НА ИСЗ ПРИБОРОМ "СОКОЛ"

Препринт НИИЯФ МГУ - 89 - 9/86.
Работа поступила в СНТИ 3.02.89г.

Редактор

К.И.Стратилатова

Подписано в печать 6.02.89г.

Л-1504Г.

Печать офсетная. Бумага для множительных аппарат.
Формат 60x84/16. Уч.-изд.л. -2,01. Усл.п.л. -2,5.

Заказ № 4334. Тираж 100 экз.

Бесплатно.

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

119899, Москва, ГСП

МОСКВА 1989