

© 1990

ИЗУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВЫСОКОЙ И СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ИСЗ

ГРИГОРОВ Н. Л.

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
 МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

(Поступила в редакцию 27 февраля 1989 г.)

Рассмотрены принципиальные основы приборов «Сокол» — нового поколения научной аппаратуры, разработанной для изучения химического состава космических лучей высокой энергии на ИСЗ. Приведены результаты выполненных прибором «Сокол-2» измерений распределения частиц по зарядам в области энергий выше 1 ТэВ и энергетические спектры протонов, ядер гелия и ядер с $Z > 2$. Спектры протонов и ядер гелия получены без влияния обратного тока на результаты измерений. Они хорошо согласуются с результатами, полученными на ИСЗ «Протон». Рассмотрена возможность распространения методики, реализованной в приборе «Сокол», на область изучения космических лучей с энергиями 10^{15} – 10^{16} эВ на ИСЗ.

Первые эксперименты по изучению космических лучей высокой и сверхвысокой энергии были начаты нами на тяжелых ИСЗ «Протон» по инициативе С. Н. Вернова. В их реализации большое содействие оказал М. В. Келдыш.

В экспериментах на ИСЗ «Протон-1,2,3» основным прибором для регистрации частиц высокой энергии был прибор СЭЗ-14, в котором ионизационный калориметр со сцинтилляционными детекторами служил для измерения энергии частиц, а большими пропорциональными счетчиками измеряли их заряд. Важной особенностью этих измерений, проводившихся в 1965–1968 гг., было то, что одной и той же аппаратурой были измерены спектры частиц в очень широком энергетическом интервале: от $\sim 10^{10}$ до 10^{14} эВ на ИСЗ «Протон-1,2,3» и от 10^{11} до 10^{15} эВ на ИСЗ «Протон-4». Поэтому измеренные спектры оказались привязанными к хорошо известным интенсивностям частиц при энергии $\sim 10^{10}$ эВ [1, 2], что существенно повысило их методическую надежность.

Результаты измерений были нами аппроксимированы выражением

$$J(\geq E) = 3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{0,1}{E} \right)^{\gamma-1} \left[A + \left\{ 1 + \left(\frac{E}{1,5} \right)^2 \right\}^{-0,35} \right] \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}, \quad (1)$$

где $\gamma-1=1,62$, а энергия E выражена в ТэВ.

При $A=0$ аппроксимация (1) дает спектр протонов в области энергий 10^{10} – 10^{13} эВ, а при $A=1$ — спектр всех космических лучей в области энергий 10^{10} – 10^{15} эВ. (Результаты измерений на ИСЗ «Протон» и их аппроксимация выражением (1) приведены на рис. 9.)

В этих измерениях был получен неожиданный результат: спектр протонов в области энергий 1–10 ТэВ оказался существенно «круче», чем в области $E < 1$ ТэВ. В то же время спектр всех ядер с $Z > 2$ во всем широком интервале энергий от $\sim 10^{10}$ до $\sim 10^{15}$ эВ имеет один и тот же показатель степени $\gamma-1=1,6$.

В течение почти 20 лет этот важный для физики космических лучей результат является предметом дискуссий. В литературе обсуждалась одна из возможных причин укращения 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 обсуждения

с С. Н. Верновым и А. Е. Чудаковым были сформулированы основные требования, которым должен удовлетворять прибор, предназначенный для таких измерений.

1. Картина прохождения частицы через прибор должна быть визуализирована.

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

3. Детекторы для измерения заряда первичной частицы должны обладать различной чувствительностью к частицам, входящим в прибор и выходящим из него, т. е. к первичным частицам и частицам обратного тока.

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

5. Кроме протонов должны регистрироваться другие ядра, так как они помимо самостоятельного значения могут служить контролем корректности измерений.

1. Аппаратура

Перечисленные выше требования были реализованы в предложенном нами приборе «Сокол», схема которого изображена на рис. 1. В нем для измерения энергии был применен ионизационный калориметр с поглотителем из железа общей толщиной $\sim 5,5$ пробегов для взаимодействия протонов. Для регистрации частиц в ионизационном калориметре (ИК) были применены длинные тонкие сцинтилляторы, расположенные в 10 рядах по 8 штук в каждом. Каждый сцинтиллятор просматривался своим ФЭУ, соединенным со своим радиотехническим устройством для измерения амплитуд импульсов с динамическим диапазоном $\sim 2,5 \cdot 10^3$.

Над ИК находился слой алюминия толщиной 7 см и две группы детекторов заряда первичной частицы. Одна группа из 11 черенковских счетчиков (ДЗ-1), в которых использовалась направленность черенковского излучения, служила для измерения заряда легких ядер с Z от 1 до ~ 5 в приборе «Сокол-1» и до 17—20 в приборе «Сокол-2». Каждый счетчик ДЗ-1 состоял из флюоресцирующего радиатора диаметром 16 см и толщиной 5 см, находившегося в оптическом контакте с фотокатодом ФЭУ-49. Верхняя плоскость радиатора была выкрашена черной матовой краской. В детекторах ДЗ-1 амплитуды импульсов от частиц, проходивших радиатор сверху вниз (первичные частицы) и снизу вверх (частицы обратного тока), в среднем относились как 15:1. Каждый детектор ДЗ-1 работал автономно.

Над детекторами ДЗ-1 находились черенковские счетчики ДЗ-2, служившие для измерения заряда ядер с $Z \geq 5$. Радиатор ДЗ-2 представлял собой пластину флюоресцирующего материала толщиной в 1 см, помещенную в тонкостенный корпус с белыми, хорошо отражающими свет, внутренними поверхностями стенок.

Четыре автономно работающих счетчика ДЗ-2 перекрывали площадь всех детекторов ДЗ-1.

Измерение и регистрация амплитуд импульсов от всех 95 детекторов прибора производились по команде мастерного сигнала (см. ниже).

Для сокращения энергопотребления были использованы элементы с малым токопотреблением. Однако этого оказалось недостаточно, и для достижения поставленной цели нами предложено два нетрадиционных решения.

а. Для питания восьми ФЭУ каждого ряда ИК использовать один маломощный преобразователь напряжения, нагруженный на один высокоомный делитель напряжения. Выравнивание чувствительности разных ФЭУ осуществлять с помощью пистонов, находящихся между сцинтилляторами и фотокатодами ФЭУ (см. рис. 1).

Энергопотребление таким путем сокращалось в 8 раз.

ы основные
аченный да
ль визуаль
ым пони
-7 проб
должны
м в прибор
м обратно
ны от ко
как в э
ра, так к
тролем к

едложени
. В нем д
р с погло
имодельс
метре (И
положени
сма трива
ойством д
~2,5·10³
две групп
черенковс
чь черенк
ер с Z от
2». каждо
етром 16
фотокато
ной мато
ц, проходи
верх (час
ый детек

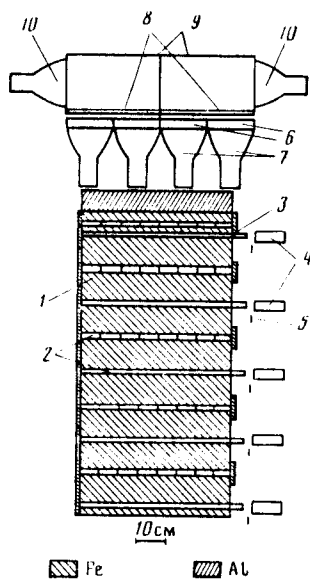
и ДЗ-2, с
представи
в тонкост
ими пове
али площ
5 детекто
ниже).
ы элемент
точно, и
радицион
зывать о
одни в
ности раз
7 сцинти

б. В системе измерения амплитуд импульсов перейти к измерению больших амплитуд в интервале 0,3–30 В с таким расчетом, чтобы почти запертые транзисторы переводились в рабочий режим самими измеряемыми сигналами.

Эти два приема вместе со слаботочной элементной базой позволили довести энергопотребление прибора «Сокол» до ~10 Вт.

Мастерный сигнал вырабатывался при одновременном выполнении следующих условий: в любом из 11 детекторов ДЗ-1 должен появиться сигнал, эквивалентный $Z=0,5 \pm 0,6$, в ИК должна выделиться энергия не менее порогового значения $E_{пор}$ и в любых M рядах ИК должна выде-

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



литься энергия не менее ϵ . По командам с Земли можно было изменять значения $E_{пор}$, M и ϵ . В эксперименте с прибором «Сокол-2», результаты которого будут обсуждаться ниже, в течение первых 93 ч измерения велись в режиме $M=7$ («мастер $M=7$ »), $E_{пор}=0,5$ и 1 ТэВ и $\epsilon \approx 40$ ГэВ. Остальное время (254 ч) измерения велись в режиме $M=5$ («мастер $M=5$ »), $E_{пор}=1$ ТэВ и $\epsilon \approx 20$ ГэВ.

Технические подробности приборов «Сокол» опубликованы в [3–5], а результаты измерений с прибором «Сокол-1» опубликованы в [6–8].

2. Отбор частиц

Прежде всего частицы отбирались по геометрическому признаку.

Регистрация амплитуд импульсов во всех детекторах позволила не только «видеть» лавину частиц в ИК в двух проекциях (сцинтилляторы в соседних рядах в ИК были взаимно перпендикулярны), но и определить с точностью 0,3–0,5 см координаты ее максимума в каждом ряду ИК. Прямая линия, проведенная методом наименьших квадратов через эти максимумы, давала ось лавины, которая принималась за направление движения первичной частицы.

Продолжение оси лавины до детекторов заряда давало положение первичной частицы на уровне радиатора ДЗ-1 с точностью $\sigma=0,9 \pm 0,1$ см. Высокая точность определения координат и хорошая точность определения направления позволяли отобрать частицы, которые были зарегистрированы в пределах геометрического фактора прибора, т. е. проходили через детекторы ДЗ-2 и нижнее основание ИК. Такие частицы составили 35% от всех зарегистрированных событий.

Для последующего анализа на отобранные частицы мы наложим дополнительные условия.

1. Потребовали, чтобы первичная частица проходила через детектор ДЗ-1. Для этого отобрали те частицы, у которых ось лавины проходит через радиатор ДЗ-1, т. е. имеет расстояние от края радиатора $l < 0$.

2. Для ядер с $Z > 5$ дополнительно потребовали, чтобы сигнал в ДЗ-1 соответствовал частице с зарядом не меньше 3 ($Z_1 > 3$). Это требование гарантировало прохождение первичной частицы через ДЗ-1. (Условие $l < 0$ такой гарантии не дает, так как положение оси на уровне ДЗ-1 определяется с ошибкой ~ 1 см, а между детекторами ДЗ-1 имеются промежутки, площадь которых составляет $\sim 35\%$ от площади всех ДЗ-1.)

Чтобы убедиться в том, что величины, измеренные детектором ДЗ-2 соответствуют заряду первичных частиц, т. е. фон невелик и невелико искажение измеряемых зарядов обратным током, мы поступили следующим образом.

Отобрали лавины, в которых первичные частицы проходили через радиатор ДЗ-1 не ближе 2 см от его края ($l \leq -2$ см). При этом практически все частицы проходили всю толщину радиатора. Из отображенных по этому критерию частиц взяли те, у которых $|Z_1 - Z_2| < \sqrt{2}$. (Величины зарядов, измеренные детекторами ДЗ-1 и ДЗ-2, мы обозначаем Z_1 и Z_2 соответственно.) Последнему условию удовлетворяют около 70% всех частиц с $l \leq -2$ см. Оно исключило большую часть случаев взаимодействия ядер в радиаторе ДЗ-1.

У отображенных частиц определили заряд $Z = (Z_1 + Z_2)/2$. Распределение по Z приведено на рис. 2. Оно характерно для космических лучей: частиц с четным Z больше, чем частиц с нечетным Z . Ожидаемое распределение, рассчитанное в предположении постоянства состава (сплошная кривая на рис. 2), хорошо совпадает с экспериментальными данными $\chi^2/\text{ст. св.} = 49/41$.

Поэтому, чтобы не уменьшать статистику, отбор ядер с $Z > 5$ мы проводили по критериям 1 и 2, указанным выше.

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 в основу отбора протонов мы положили такие их свойства, которые отличают протоны от других частиц вне зависимости от сигналов в ДЗ-1 и ДЗ-2.

Отличительной особенностью протонов от ядер является большой пробег для взаимодействия в ИК. Это приводит к тому, что значительная доля лавин от протонов должна начинаться в глубине ИК (ниже первого ряда). В то же время почти все лавины от ядер должны начинаться с первого ряда ИК.

Чтобы выяснить эффективность такого отбора, мы взяли лавины, начинающиеся ниже первого ряда ИК, идущие в телесном угле прибора и построили для них распределение по величине Z_1 . Оно приведено на рис. 3а. Из него видно, что лавины, начинающиеся ниже первого ряда ИК, вызываются только частицами с $Z = 1$ и 2. При этом оказалось, что импульсы в ДЗ-2 практически во всех случаях соответствуют значениям $Z_2 < 3$ (только в 2,5% случаев $Z_2 > 3$; эти случаи на рис. 3а показаны зачерненной гистограммой). Малое число событий с $Z_2 > 3$ доказывает, что лавины, начинающиеся ниже первого ряда, сопровождаются малым обратным током частиц из ИК. Этот вывод подтверждается числом дополнительно работающих счетчиков ДЗ-1, т. е. тех, через которые прошла первичная частица, и амплитудным распределением в них. Оно показано штриховой гистограммой на рис. 3а. Так, в 301 лавине, вызванной протонами ($Z_1 \leq 1,5$), дополнительно сработало 34 счетчика ДЗ-1, а в 177 лавинах, вызванных α -частицами ($1,5 < Z_1 \leq 3$), дополнительно сработало 39 счетчиков.

Распределение по Z_1 в лавинах с началом в первом ряду ИК показано на рис. 3б. И в этом случае вне зависимости от значения Z_2 в распределении имеются два четких максимума: при $Z = 1$ и $Z = 2$. Однако обратный ток у таких лавин значительный. Это видно по числу дополнитель-

ас. 2. Р
края
менш

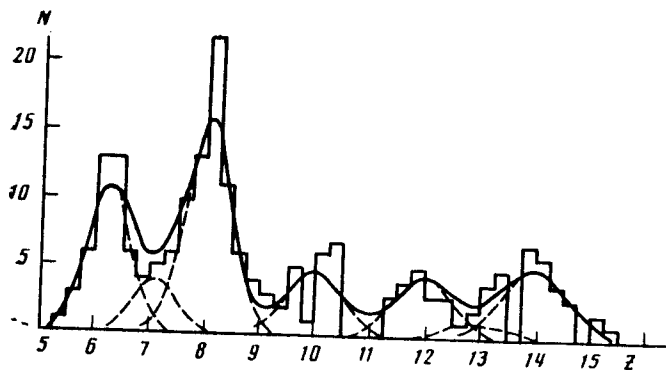
ас. 3. Р
для р
стицы
проходи
нные
трихов

оботаю
авиц,
 $Z_2 > 3$
начте
 -2 с
асред
авиц (т
см от
исключ
Оши
 $Z_1 \leq 1$,
 $1,5 < Z_1$

Важ
ли на
ритери
беспеч
ядер с
няем
У ч
ише, с
вестно

яф, М

шла через детектор лавины про радиатора $l < 0$. чтобы сигнал в ДЗ-3). Это требует ДЗ-1. (Условия на уровне ДЗ-1 имеются площади всех детекторов и не поступили сл



2. Распределение по зарядам частиц с $E > 1$ ТэВ, проходящих не ближе 2 см от радиатора ДЗ-1. Сплошная линия – ожидаемое распределение при неизменном химическом составе. Штриховая – гауссово распределение при $\sigma \approx 0,6$

и проходили. При этом ра. Из отбора $|Z_2| \leq \sqrt{2}$. (Величина обозначаем Z_2 и около 70% случаев взаимод

)/2. Распределение космических лучей ожидаемое распределение состава (сильно альными дан

тер с $Z > 5$ м

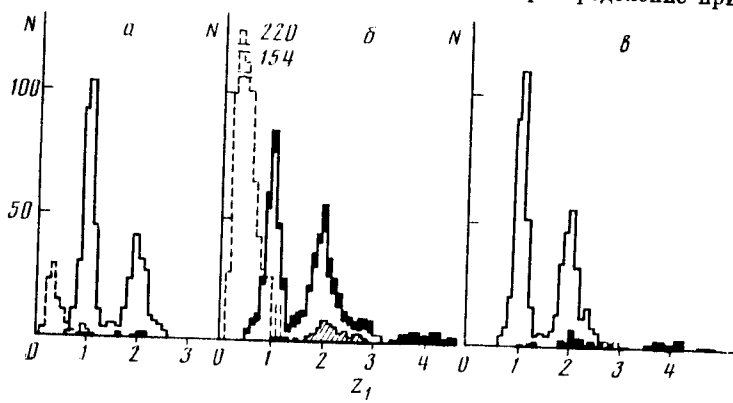
ированных измерения их измеряемых больше шансов у отбора протоны от

тается большим что значител. ИК (ниже по близки начин

мы взяли лавинном угле пр Оно привело ниже первого том оказал ствует знач

рис. 3а пока $Z_2 > 3$ доказываются к дается числ через котора тением в них 01 лавине, в 34 счетчика 3), дополни

ряде ИК значения Z_2 в ≈ 2 . Однако слу дополни



3. Распределение амплитуд импульсов в ДЗ-1, выраженных в величине заряда для разных условий отбора: а – частицы с началом лавин в глубине ИК, б – ядра с началом лавин в первом ряду ИК, в – частицы с любыми лавинами, но проходящими не ближе 2 см от края ДЗ-1. Светлые гистограммы для $Z_2 \leq 3$, зачерненные – для $Z_2 > 3$. Заштрихованная гистограмма на рисунке б для $Z_2 > 3, l < -2$ см. Светлые гистограммы – распределения импульсов в дополнительно работающих счетчиках

работающих ДЗ-1 (штриховая гистограмма). Значительно большее число частиц, чем в предыдущем отборе, сопровождается сигналом в ДЗ-2 ($Z_2 > 3$ (зачерненная гистограмма)). Следует отметить, что в этих случаях значительная часть лавин с $Z_2 > 3$ относится к частицам, у которых $l < -2$ см, т. е. проходящих около края радиатора ДЗ-1. Это видно из распределения на рис. 3в. На нем приведено распределение по Z_1 для лавин (вне зависимости от начала в ИК), оси которых проходят дальше от края ДЗ-1 ($l < -2$ см). В этих случаях краевые эффекты в ДЗ-1 исключены и отбор протонов практически не зависит от величины Z_2 . Опираясь на данные рис. 3, мы относим к протонам события с $0,7 \leq Z_2 \leq 1,5$ при дополнительном условии $Z_2 \leq 3$, к ядрам He – события с $1,5 < Z_1 \leq 3,2$ при $Z_2 < 4$.

Важно отметить, что при использовании условия $l < -2$ см ограничение на величину Z_2 не влияют на число отбираемых частиц. То есть для ядер с $l < -2$ см, хотя и уменьшает статистику почти в 2 раза, однако обеспечивает наиболее «чистый» отбор всех частиц – протонов, ядер гелия с $Z > 5$. Этим критерием мы будем пользоваться для контроля принимаемых поправок.

У частиц, отобранных по геометрическим признакам, указанным в п. 2, определялась энергия $E_{изм}$, непосредственно выделенная в ИК, по следующему выражению:

$$E_{изм} = K \sum N_i x_i, \quad (2)$$

где N_i — число частиц в лавине на уровне i -го ряда ИК, x_i — толщина поглотителя над i -м рядом детекторов ИК, $K=1,4 dE/dx$ (dE/dx ионизационные потери энергии релятивистской однозарядной частицей в железе, коэффициент 1,4 учитывает переходный эффект железо — сцинтиллятор). При определении $E_{изм}$ учитывались аппаратурные поправки: поглощение света в сцинтилляторах в зависимости от положения лавины, изменение усиления в измерительном тракте, если такое имело место.

В $E_{изм}$ вводились поправки на вынос части энергии из ИК, на нерегистрируемые ядерные расщепления (подробней об этом см. [5, 9]). Энергию с этими поправками мы называем исправленной и обозначаем $E_{испр}$. Значения $E_{испр}$ получаются в результате обработки на ЭВМ при внесении индивидуальных поправок в каждую отдельную лавину. Мы

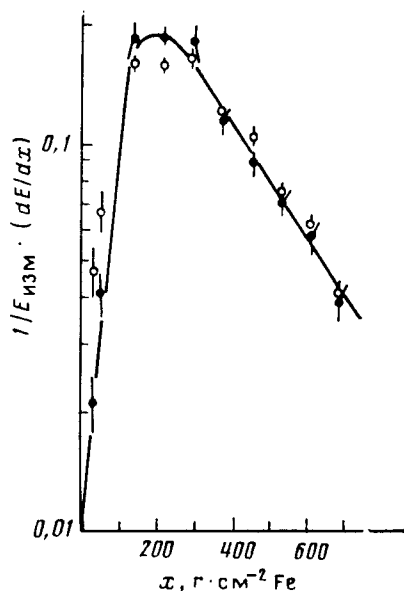


Рис. 4. Средние каскадные кривые для протонов (●) и ядер железа (○). По оси ординат — доля энергии, выделенной в слое поглотителя над соответствующим рядом ИК на глубине x ($\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ Fe)

же при анализе результатов проведенного эксперимента предпочитаем вносить среднюю поправку в $E_{изм}$ так, как это делалось при обработке результатов измерений с прибором СЭЗ-14 на ИСЗ «Протон» [10]. Иными словами, мы принимаем, что истинная энергия E и $E_{изм}$ связаны соотношением $E = \eta E_{изм}$. Коэффициент η определяется из средней каскадной кривой, приведенной на рис. 4 для протонов и ядер железа с средней энергией ~ 6 ТэВ, причем η зависит от глубины начала каскада следующим образом:

$$\eta(x) = [1 - 0,13 \exp(x/L)]^{-1}, \quad (3)$$

где $L = 300 \pm 60$ $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$, а x — глубина в ИК, на которой начинается лавина (в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$).

3. Результаты измерений

По критериям отбора, указанным выше, были получены числа частиц в разных интервалах энергий, которые приведены в табл. 1–3. В двух 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 мастерных сигналов $M=5$ и $M=7$.

Данные табл. 1–3 взяты из [4].

Если построить интегральные спектры числа частиц N_α ядер гелия по данным табл. 2 и ядер с $Z > 5$ по данным табл. 3 и определить показатели степени, то мы получим результат, приведенный в табл. 4.

Из табл. 4 видно, что характер спектра α -частиц и ядер с $Z > 5$ зависит от типа мастера. Поэтому при определении интенсивности этих

Протоны

Число частиц	E, ТэВ											Ма-стер
	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	-	$M=5$
$N(E_{изм})$	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	-	$M=7$

Таблица 2

Ядра гелия

Число частиц	E, ТэВ											Ма-стер
	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	$M=7$

Таблица 3

Ядра с $Z > 5$

Число частиц	E, ТэВ											Ма-стер
	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	$M=7$

частиц можно складывать число частиц, измеренных при $M=5$ и $M=7$, и из суммы определять интенсивность.

Если построить интегральные спектры ядер гелия и ядер с $Z > 5$, просуммировав данные, полученные при $M=5$ и $M=7$ по выборкам $E_{изм}$ и $E_{испр}$, то получим результат, приведенный на рис. 5. Из этого рисунка видно, что характер спектра не зависит от того, какая для этого используется энергия — $E_{изм}$ или $E_{испр}$. Это значит, что переход от измеренной энергии к истинной E возможен с помощью соотношения $E = \eta E_{изм}$ и такой переход не искажает вида спектра.

Мы поставили 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 практически 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 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 к энергии, измеренную прибором «Сокол», так, как это делалось при обработке результатов [1, 2], т. е. считать, что $E = \eta E_{изм}$. Кроме того, мы проведем обработку, используя $E_{испр}$, и сопоставим оба результата.

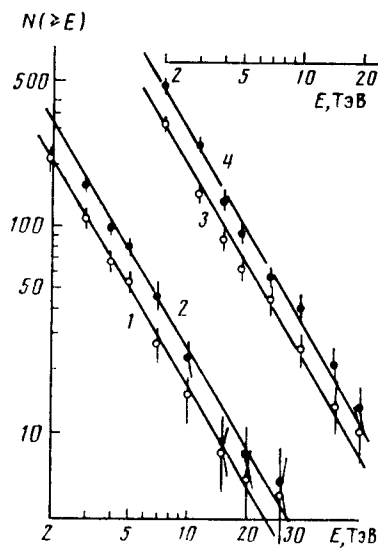


Рис. 5

Рис. 5. Интегральные спектры ядер гелия (кривые 1 и 2) и ядер с $Z > 5$ (кривые 3 и 4) при использовании $E_{изм}$ (кривые 1 и 3) и $E_{испр}$ (2 и 4)

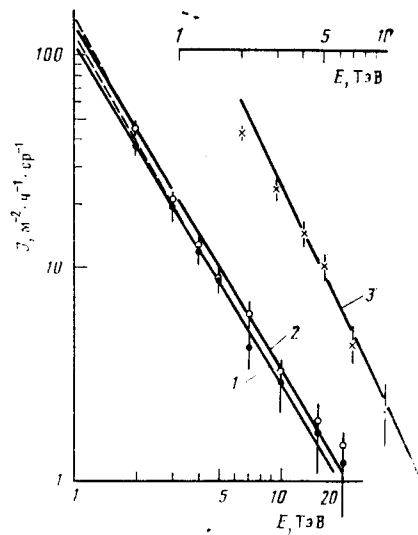


Рис. 6

Рис. 6. Интегральные спектры разных частиц. По оси ординат – интенсивность: 1 – ядра гелия, 2 – ядра с $Z > 2$, 3 – протоны. Штриховая – [12]

Если $E = \eta E_{изм}$, то при степенном спектре первичных частиц $J(\geq E) \sim E^{-(\gamma-1)}$ число частиц с энергией $\geq E_{изм}$, зарегистрированных в ИК за время измерений T , будет равно:

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

где Γ – геометрический фактор прибора, $W_{рег}$ – вероятность регистрации частиц данного сорта в детекторах заряда, $W(x_i)$ – вероятность взаимодействия первичной частицы в слое ИК x_i , $\eta(x_i)$ – поправочный коэффициент на энергию частиц, лавины от которых начинаются в слое x_i .

Доля протонных лавин, начинающихся в слое x_i , равна

$$N(x_i)/N_0 = BW(x_i)/[\eta(x_i)]^{\gamma-1},$$

где $B = \{\sum [W(x_i)/[\eta(x_i)]^{\gamma-1}]\}^{-1}$.

Воспользовавшись первичными данными, приведенными в [4], можно получить $N(x_i)/N_0$. Результат приведен в табл. 5 для лавин, начинающихся в первом ряду ИК (N_1/N_0), во втором и третьем рядах (N_{2-3}/N_0), в четвертом, пятом и шестом рядах (N_{4-6}/N_0) для двух интервалов энергий 1 и 2–10 ТэВ.

Из табл. 5 видно, что соотношение (5) согласуется с экспериментальными данными. Этот факт может служить экспериментальным подтверждением справедливости равенства (5).

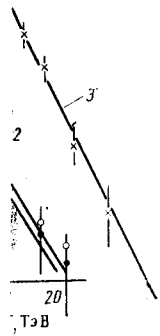
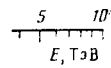
У ядер с $Z > 5$ лавины начинаются с первого ряда ИК, поэтому у них $W(x_i) = 1$ для $i=1$ и $W(x_i) = 0$ для $i > 1$, $W_{рег} = 1$. Геометрический фактор

Таблица 4

Показатели интегральных спектров	Мастер	
	$M=5$	$M=7$
α -частицы	$1,52 \pm 0,12$	$1,61 \pm 0,22$
Ядра с $Z > 5$	$1,60 \pm 0,08$	$1,58 \pm 0,16$

Таблица 5

Отношение числа частиц	$E, \text{ТэВ}$		Расчет
	1–2	2–10	
N_1/N_0	$42 \pm 4,4\%$	$45 \pm 5\%$	37%
N_{2-3}/N_0	$35 \pm 4\%$	$36 \pm 4,6\%$	40%
N_{4-6}/N_0	$23 \pm 3,3\%$	$19 \pm 3,4\%$	23%



$Z > 5$ (кривые 4)

интенсивность: 1 2]

тиц $J(\geq E) \sim$
ых в ИК

(4)

регистрация
ность взаимо-
ный коэффи-
ое x_i .

(5)

в [4], можно
начинающих
 z_{2-3}/N_0), в чис-
энергий $1 \sim$

перименталь-
ым подтверд-
поэтому у на-
еский факто-

Таблица

	Расчет
-10	
$\pm 5\%$	37%
$\pm 4,6\%$	40%
$\pm 3,4\%$	23%

для ядер с $Z > 5$ равен $\Gamma_z = 275 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$. При определении интенсивности потока всех ядер с $Z > 2$ мы учитывали, что группа L , не входящая в табл. 3, составляет $\sim 10\%$ от потока ядер с $Z > 5$ при равной энергии на частицу [11].

Значения $W_{\text{рег}}$ с учетом взаимодействия в ДЗ-1 равны: для протонов $W_{\text{рег}} = 0,87$ и для ядер гелия $W_{\text{рег}} = 0,83$. Значения $W(x)$ рассчитывались исходя из пробегов для взаимодействия этих частиц в материале ИК. (Необходимые для расчета данные приведены в [4].) Значения величины B , входящие в (5), равны: для протонов 0,693 и 0,627, для ядер гелия 0,761 и 0,739 для $M=5$ и $M=7$ соответственно.

Геометрические факторы для протонов $\Gamma_p = 260 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$ и для ядер гелия $\Gamma_\alpha = 257 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$.

С учетом $\Gamma_p, \Gamma_\alpha, \Gamma_z, W_{\text{рег}}$ и времени регистрации интенсивности разных компонент при использовании $E_{\text{эсм}}$ определялись по формулам

$$J_p(\geq E) = \begin{cases} 0,251 N_p(\geq E) & \text{для } M=5 \\ 0,758 N_p(\geq E) & \text{для } M=7 \end{cases} \quad (6)$$

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

$$J_z(\geq E) = 0,146 N_z(\geq E) \text{ для суммы } M=5 \text{ и } M=7. \quad (8)$$

В табл. 1-3 вошли частицы с $l < 0$. При точности определения положения оси лавины на уровне ДЗ-1 порядка 1 см $\sim 6\%$ частиц, проходящих через ДЗ-1, будут иметь $l > 0$, т. е. не войдут в табл. 1-3. Поэтому в интенсивность, определенную по (6)-(8), мы вносили поправку $+6\%$.

Меньшее, чем Γ_z , значение Γ_p и Γ_α связано с тем, что небольшая часть частиц проходит через боковую поверхность радиатора ДЗ-1 и проходит в нем небольшой путь. При этом измеряется значение заряда, не соответствующее интервалу Z_1 для данного типа частиц. Если у протонов $Z_1 < 0,7$, то такие протоны не регистрируются и это учитывается уменьшением Γ_p . Если же у α -частиц $Z_1 < 1,5$, то выбывание их из интервала $1,5 < Z_1 \leq 3,2$ учитывается уменьшением Γ_α . Однако такие α -частицы будут регистрироваться прибором, но уже в протонном интервале зарядов. Число таких «сложных» протонов будет равно $0,065 J_\alpha$. Поэтому из интенсивности протонов мы вычитали $6,5\%$ интенсивности α -частиц.

Интенсивности разных компонент после внесения в них всех указанных выше поправок приведены в табл. 6 (они даны в $\text{м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$).

Для протонов и ядер гелия в табл. 6 приведена средневзвешенная интенсивность из данных для $M=5$ и $M=7$.

Интенсивности разных компонент, взятые из табл. 6, изображены на рис. 6. Прямые на нем проведены методом наименьших квадратов. Из рис. 6 видно, что спектры ядер гелия и ядер с $Z > 2$ в интервале энергий 2-20 ТэВ аппроксимируются степенными функциями:

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

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

Поэтому спектр всех ядер с $Z \geq 2$ имеет вид

$$J_z(\geq E) = (258 \pm 19) E^{-(\gamma_z-1)} \text{ м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \text{ с } \gamma_z-1 = 1,60 \pm 0,08.$$

Кроме того, из рис. 6 видно, что абсолютные интенсивности этих частиц хорошо согласуются с имеющимися данными [12] (штриховая на рис. 6).

Из аппроксимации спектра ядер с $Z \geq 2$, даваемой выражением (1), для $E \geq 2 \text{ ТэВ}$ имеем $J_\alpha + J_{z>2} = 84 \text{ м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, а данные в табл. 6 для этой энергии дают $J_\alpha + J_{z>2} = 84,9 \text{ м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$.

Согласие измеренных в настоящей работе абсолютных потоков ядер с литературными данными является свидетельством корректности принятой поправки $E = \eta E_{\text{эсм}}$ с $\eta = 1,16$ для ядер.

Из этого же рис. 6 видно, что спектр протонов в области энергий

Таблица 6

Интенсивность и отношение интенсивностей	E, ТэВ									
	≥ 2	≥ 3	≥ 4	≥ 5	≥ 7	≥ 10	≥ 15	≥ 20	≥ 30	
$J_{Z>2} (\geq E)$	$48,0 \pm 2,8$	$22,3 \pm 1,9$	$13,5 \pm 1,4$	$9,3 \pm 1,2$	$6,4 \pm 1,0$	$3,4 \pm 0,72$	$2,0 \pm 0,56$	$1,55 \pm 0,49$	$0,77 \pm 0,35$	
$J_{\alpha} (\geq E)$	$36,9 \pm 2,6$	$19,2 \pm 1,9$	$11,6 \pm 1,4$	$8,8 \pm 1,3$	$4,1 \pm 0,8$	$2,9 \pm 0,84$	$1,7 \pm 0,64$	$1,2 \pm 0,54$	$1,0 \pm 0,5$	
$J_p (\geq E)$	$43,1 \pm 3,1$	$23,9 \pm 2,2$	$15,1 \pm 1,8$	$10,5 \pm 1,5$	$4,5 \pm 1,0$	$2,2 \pm 0,70$	$0,77 \pm 0,42$	—	—	
J_p/J_{α}	$1,12 \pm 0,11$	$1,24 \pm 0,17$	$1,30 \pm 0,22$	$1,19 \pm 0,26$	$1,10 \pm 0,33$	$0,78 \pm 0,34$	$0,45 \pm 0,30$	—	—	
$J_{Z>2}/J_{\alpha}$	$1,30 \pm 0,12$	$1,16 \pm 0,15$	$1,16 \pm 0,19$	$1,06 \pm 0,20$	$1,56 \pm 0,40$	$1,17 \pm 0,42$	$1,18$	$1,29$	—	

Таблица 7

Интенсивность и отношение интенсивностей	E, ТэВ									
	≥ 2	≥ 3	≥ 4	≥ 5	≥ 7	≥ 10	≥ 15	≥ 20	≥ 30	
$J_{Z>2} (\geq E)$	$59,7 \pm 2,7$	$30,7 \pm 1,9$	$17,4 \pm 1,5$	$11,6 \pm 1,2$	$7,2 \pm 0,93$	$4,9 \pm 0,77$	$2,5 \pm 0,56$	$1,6 \pm 0,43$	$0,98 \pm 0,35$	
$J_{\alpha} (\geq E)$	$43,7 \pm 2,5$	$22,4 \pm 1,8$	$14,4 \pm 1,5$	$11,6 \pm 1,3$	$6,5 \pm 1,2$	$3,2 \pm 0,69$	$1,4 \pm 0,52$	$1,4 \pm 0,52$	$0,99 \pm 0,43$	
$J_p (\geq E)$	$45,2 \pm 2,5$	$24,7 \pm 1,8$	$17,1 \pm 1,5$	$11,4 \pm 1,2$	$6,2 \pm 0,9$	$3,7 \pm 0,7$	$1,07 \pm 0,37$	$0,80 \pm 0,32$	—	
J_p/J_{α}	$1,03 \pm 0,08$	$1,10 \pm 0,12$	$1,19 \pm 0,15$	$0,98 \pm 0,15$	$0,95 \pm 0,23$	$1,09 \pm 0,32$	$0,74 \pm 0,37$	$\sim 0,5$	—	
$J_{Z>2}/J_{\alpha}$	$1,37 \pm 0,10$	$1,37 \pm 0,14$	$1,21 \pm 0,16$	$1,00 \pm 0,15$	$1,11 \pm 0,25$	$1,53 \pm 0,41$	$1,79 \pm 0,78$	$\sim 1,1$	$\sim 1,0$	

0 ТэВ по
ени, нач
е степени
Если по
мом случ
ежно. Для
Интенсн
E_{вспр} пр
Построен
и энерг
(04±12) д
В табл. (с
инности

Протонн
ность пок
показа
≥5 ТэВ

Приведе
0,0÷2,2 в
ошибкой σ
Чтобы у
м резуль
Космос-15
следующ
В прибо
M=8. Е
л равен
атов, вкл
данном
значения
считающ
Чтобы у
енность о
Если ст
показате
величин
ишение N
ном степ
приборами
Результ
льтаты и
стической
Отноше
рис. 7.
пользова

Число частиц
и отноше
ние

$$\frac{N_p (\geq E)}{N_{\alpha} (\geq E)} \\ \frac{N_Z (\geq E)}{N_p (\geq E)} \\ \frac{N_p}{N_{\alpha} + N_Z}$$

$0,99 \pm 0,43$	$1,4 \pm 0,52$	$1,4 \pm 0,52$	$3,2 \pm 0,69$	$6,5 \pm 1,2$	$11,6 \pm 1,3$	$14,4 \pm 1,5$	$22,4 \pm 1,8$	$33,7 \pm 2,5$
—	$0,80 \pm 0,32$	$1,07 \pm 0,37$	$3,7 \pm 0,7$	$6,2 \pm 0,9$	$11,4 \pm 1,2$	$17,1 \pm 1,5$	$24,7 \pm 1,8$	$45,2 \pm 2,5$
—	$\sim 0,5$	$0,71 \pm 0,37$	$1,09 \pm 0,32$	$0,95 \pm 0,23$	$0,98 \pm 0,15$	$1,19 \pm 0,15$	$1,10 \pm 0,12$	$1,09 \pm 0,08$
$\sim 1,0$	$\sim 1,1$	$1,79 \pm 0,78$	$1,53 \pm 0,41$	$1,11 \pm 0,25$	$1,00 \pm 0,15$	$1,21 \pm 0,16$	$1,37 \pm 0,14$	$1,37 \pm 0,10$

2–20 ТэВ не является чисто степенным: так, если определять показатель степени, начиная с $E \geq 2$ ТэВ, то $\gamma_p - 1 = 1,77 \pm 0,13$, а с $E \geq 4$ ТэВ показатель степени $\gamma_p - 1 = 2,2 \pm 0,2$.

Если пользоваться выборкой по $E_{испр}$, то следует положить $\eta = 1$. В этом случае для протонов $B = 0,955$ и $0,837$ для $M = 5$ и $M = 7$ соответственно. Для ядер гелия соответствующие значения B равны $0,994$ и $0,955$.

Интенсивности разных компонент космических лучей при использовании $E_{испр}$ приведены в табл. 7.

Построенный по данным табл. 7 спектр всех ядер с $Z \geq 2$ в области энергий $2 \leq E \leq 20$ ТэВ аппроксимируется функцией $J_{Z \geq 2}(\geq E) = (304 \pm 12) E^{-(\gamma_z - 1)} \text{ м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ с $\gamma_z - 1 = 1,60 \pm 0,07$.

В табл. 6 и 7 в четвертой и пятой строках приведено отношение интенсивности потока протонов к интенсивности ядер гелия и ядер с $Z > 2$ к J_α .

Протонный спектр, построенный по $E_{испр}$, обнаруживает ту же зависимость показателя степени от E , какая наблюдалась при выборке по $E_{изм}$: показатель степени при $E_{испр} \geq 2$ ТэВ равен $\gamma_p - 1 = 1,61 \pm 0,11$ и при $E_{испр} \geq 5$ ТэВ $\gamma_p - 1 = 2,0 \pm 0,2$.

4. Спектр протонов

Приведенные выше значения показателей спектра протонов $\gamma_p - 1 = 2,0 \pm 2,2$ в области энергий $E \geq 4$ ТэВ обладают большой статистической ошибкой $\sigma \approx 0,2$.

Чтобы уменьшить статистическую ошибку показателя спектра, привлечем результаты измерений, выполненных прибором «Сокол-1» на ПСЗ «Космос-1543». Однако прямое использование этих результатов осложнено следующим обстоятельством.

В приборе «Сокол-1» фактически мастерный сигнал вырабатывался при $M = 8$. Возможно по этой причине показатель спектра всех ядер с $Z \geq 2$ был равен $\gamma_z - 1 = 1,33 \pm 0,08$. (Уплотнение спектра с ростом числа ядов, включенных в выработку мастерного сигнала, прослеживается и по данным прибора «Сокол-2».) Поэтому естественно ожидать и меньшие значения γ_p в измерениях прибором «Сокол-1», если отбирать лавины, начинающиеся в первом ряду ИК, так же как у ядер.

Чтобы уменьшить влияние аппаратных эффектов, мы рассмотрим зависимость от E отношения N_p к сумме $N_\alpha + N_z$.

Если степенные энергетические зависимости протонов и ядер имеют показатели степени γ_p и γ_z , но они искажены аппаратными эффектами на величину $\Delta\gamma$, причем это искажение не зависит от типа частиц, то отношение $N_p / (N_\alpha + N_z)$ будет описываться степенной функцией с показателем степени $\gamma_p - \gamma_z$. Эту разность $\gamma_p - \gamma_z$ мы и определим по измерениям приборами «Сокол-1» и «Сокол-2».

Результаты измерения N_p , N_α и N_z приведены в табл. 1, 2 и 3. Результаты измерений прибором «Сокол-1» приведены в табл. 8 в той энергетической шкале, в которой ранее публиковались данные о ядрах [6, 7].

Отношения $N_p / (N_\alpha + N_z)$ при разных энергиях из табл. 8 изображены на рис. 7. Аналогичные отношения, полученные из таблиц 1, 2 и 3 при использовании $E_{изм}$ и $E_{испр}$, также изображены на этом рисунке. Через

Таблица 8

Число частиц и отношение	E, 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
$\frac{N_p}{N_\alpha + N_z}$	$0,33 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,06$	$0,25 \pm 0,05$	$0,18 \pm 0,06$	$0,14 \pm 0,07$	$0,20 \pm 0,11$

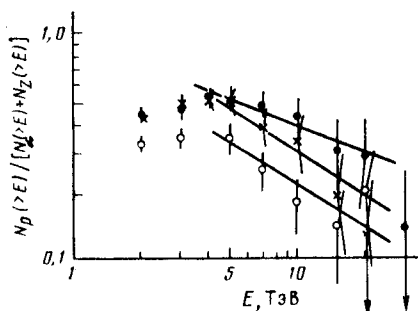


Рис. 7

Рис. 7. Отношение числа протонов к числу ядер с $Z \geq 2$ при разных энергиях γ измерениям прибором «Сокол-1» (○) и «Сокол-2»: × — при использовании $E_{изм}$, ● — при использовании $E_{испр}$

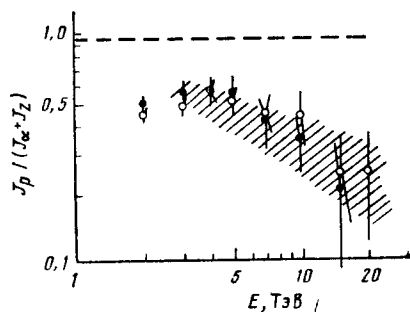


Рис. 8

Рис. 8. Отношение интенсивности протонов к интенсивности ядер с $Z \geq 2$ при разных энергиях: ● — при использовании $E_{изм}$, ○ — при использовании $E_{испр}$; заштрихованная область — при $\gamma_p - \gamma_z = 0,5 \pm 0,13$ в области $E > 1$ ТэВ. Штриховая — отношение при неизменном химическом составе

соответствующие экспериментальные точки методом наименьших квадратов проведены прямые линии и определены показатели степени $\gamma_p - \gamma_z$. По данным прибора «Сокол-1» $\gamma_p - \gamma_z = 0,63 \pm 0,29$. По данным прибором «Сокол-2» $\gamma_p - \gamma_z = 0,64 \pm 0,25$ и $0,38 \pm 0,19$ для $E_{изм}$ и $E_{испр}$ соответственно. Средневзвешенное значение из этих трех результатов $\langle \gamma_p - \gamma_z \rangle = 0,51 \pm 0,13$.

Так как $\gamma_p - 1 = (\gamma_z - 1) + (\gamma_p - \gamma_z)$, то, приняв $\gamma_z = 1,60 \pm 0,08$, получим $\gamma_p - 1 = 2,11 \pm 0,15$ в области энергий $E > 4 \div 5$ ТэВ. Поэтому спектр протонов в этой области энергии будет иметь вид $J_p(\geq E) = (15,1 \pm 1,8) \times (4/E)^{(\gamma_p - 1)} \text{ м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ при $\gamma_p - 1 = 2,11 \pm 0,15$.

Вопрос о том, каков спектр протонов в области 1–4 ТэВ, требует специального рассмотрения. Для этого заметим, что по данным [1, 2, 12] в области $E < 1$ ТэВ $J_p/J_\alpha = 1,8 \div 2$ и $J_p/(J_\alpha + J_{Z \geq 2}) \approx 0,9$. В то же время, как видно из табл. 6 и 7, при $E \geq 4 \div 5$ ТэВ, вне зависимости от использования $E_{изм}$ или $E_{испр}$, $J_p/J_\alpha = 1,2 \div 1,3$, т. е. существенно меньше значения, ожидаемого при неизменном химическом составе космических лучей, при котором $\gamma_p = \gamma_z$.

Если допустить, что $J_p/J_\alpha \approx 1,9 E^{-(\gamma_p - \gamma_z)}$ при $E \geq 1$ ТэВ, то получим значения J_p/J_α при разных энергиях, соответствующие (в пределах ошибок) значениям, приведенным в табл. 6 и 7, положив $\gamma_p - \gamma_z = 0,5$. При этом $J_p/(J_\alpha + J_z) = (J_p/J_\alpha) / (1 + J_z/J_\alpha) = (0,9 \pm 0,1) E^{-(\gamma_p - \gamma_z)}$. Эта зависимость изображена на рис. 8 (заштрихованная область). На нем же нанесены экспериментальные данные, которые получены из табл. 6 и 7. Из рис. 8 видно, что экспериментальные данные, равно как и значения J_p/J_α , хорошо согласуются с зависимостью $J_p \sim E^{-2,1}$ в интервале энергий $1 < E < 20$ ТэВ.

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

Если придерживаться той точки зрения, что при $E \leq 1$ ТэВ $\gamma_p = \gamma_z$, то при $E = 1$ ТэВ должно быть $J_p/(J_\alpha + J_z) = 0,9 \pm 0,1$. Следовательно, поток протонов при $E = 1$ ТэВ должен быть равен $J_p = (0,9 \pm 0,1) (J_\alpha + J_z) = 232 \pm 26$ и $274 \pm 30 \text{ м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ для спектров по $E_{изм}$ и $E_{испр}$ соответственно. Сравнив эти потоки с потоками протонов с энергией больше E (из табл. 6 и 7), мы получим показатели спектра протонов в интервале энергий 1– E . Полученные таким путем значения $\gamma_p - 1$ приведены в табл. 9.

Из данных этой таблицы следует, что в интервале энергий $1 \leq E \leq 4$ ТэВ $\gamma_p - 1 = 2,0 \pm 0,1$. Аномально большое значение γ_p в интервале 1–2 ТэВ является следствием сильно заниженного числа зарегистрированных протонов из-за эффекта порога регистрации. Поэтому мы считаем, что точки

Показатель степени	Интервал E			Примечание
	1-2	1-3	1-4	
γ_p-1	2,43±0,19 2,60±0,18	2,07±0,13 2,19±0,12	1,97±0,12 2,00±0,10	Спектр по $E_{изм}$ Спектр по $E_{испр}$

спектра протонов, относящиеся к интервалу $E < 3$ ТэВ на рис. 6 и 8, некорректно использовать для определения показателя спектра.

Поскольку при определении интенсивности потока протонов и ядер гелия вводились разные поправки и ограничения при отборе, важно выяснить их корректность. Это можно сделать, если определить интенсивность этих компонент при таких условиях, когда отпадают все ограничения и поправки. Для этой цели мы отобрали частицы по условию $l \leq -2$ см. Такие частицы не проходят через боковые поверхности радиатора ДЗ-1 и для них отпадают все поправки, связанные с этим обстоятельством. Кроме того, при $l \leq -2$ см отпадают ограничения на величину Z_2 (см. рис. 3). Для отобранных по этому критерию при $E_{испр} \geq 2$ ТэВ протонов, ядер гелия и ядер с $Z \geq 2$ мы получили интенсивности $47,3 \pm 3,3$; $41,8 \pm 2,5$; $56,9 \pm 3,5$ м⁻²·ч⁻¹·ср⁻¹ соответственно. В то же время по данным табл. 6 интенсивности этих частиц соответственно равны: $45,2 \pm 2,5$; $43,7 \pm 2,5$ и $59,7 \pm 2,7$ м⁻²·ч⁻¹·ср⁻¹. Совпадение, в пределах ошибок, соответствующих интенсивностей убеждает нас в том, что введенные ранее поправки и критерии отборов при определении интенсивности протонов и ядер гелия вполне корректны.

5. Обсуждение результатов

Сравним полученные результаты о спектре протонов с данными ИСЗ «Протон». При использовании $E_{изм}$ спектр протонов и спектр всех частиц ($J_p + J_\alpha + J_{Z \geq 2}$) вместе с данными ИСЗ «Протон» изображены на рис. 9. Из рис. 9 видно хорошее согласие данных обоих экспериментов. (Точки при $E=1$ ТэВ получены путем экстраполяции соответствующих спектров, полученных с прибором «Сокол-2».) Чтобы получить количественную оценку этого согласия, мы сравнили данные табл. 6 с аппроксимацией спектра ядер и протонов (1). Для потока ядер $J_\alpha + J_{Z \geq 2}$ $\chi^2/\text{ст. св.} = 3,5/8$ и для потока протонов $\chi^2/\text{ст. св.} = 5,6/6$.

При сравнении спектров, использующих $E_{испр}$, с данными ИСЗ «Протон» прежде всего выявляется различие, связанное с определенным энергией частиц в этих экспериментах. (Это видно и на рис. 9 в спектре всех частиц.)

При сравнении спектров протонов, являющихся основным содержанием настоящего эксперимента, необходимо исключить различие в энергиях $E_{испр}$ и в измерениях на ИСЗ «Протон». Для этого мы нормируем интенсивность ядер с $Z \geq 2$ из табл. 7 при энергии $E_{испр} = 2$ ТэВ к интенсивности, даваемой экстраполяцией (1). Для этого необходимо $E_{испр}$ уменьшить на 12%. При этом весь спектр ядер $J_\alpha + J_{Z \geq 2}$ из табл. 7 совпадает со спектром ядер из (1) и критерий согласия дает $\chi^2/\text{ст. св.} = 1,5/7$. При уменьшении $E_{испр}$ на 12% спектр протонов по $E_{испр}$ из табл. 7 совпадает с аппроксимацией протонного спектра (1) с критерием согласия $\chi^2/\text{ст. св.} = 10,2/6$. Иначе говоря, и при использовании $E_{испр}$ спектр протонов не противоречит измеренному на ИСЗ «Протон».

Таким образом, можно заключить, что измеренный прибором «Сокол-2» спектр протонов согласуется с протонным спектром, измеренным на ИСЗ «Протон», вне зависимости от того, какой энергией пользоваться: $E_{изм}$ или $E_{испр}$ ¹⁾. Следовательно, наблюдавшееся укрупнение протонного спектра

¹⁾ Расхождение протонных спектров, измеренных прибором «Сокол-2» и на ИСЗ «Протон», полученное в работе [13], связано с рядом некорректностей, допущенных в [13] как при отборе протонов, так и при сравнении этих данных. Эти вопросы будут нами рассмотрены в специальной публикации.

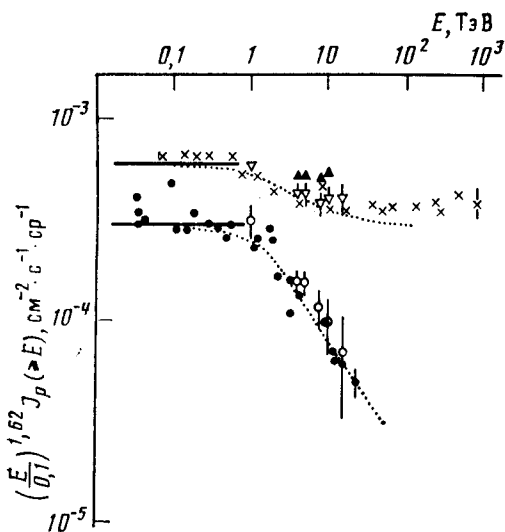


Рис. 9

Рис. 9. Результаты измерения спектров всех частиц: на ИСЗ «Протон-2,3,4» [1, 2] (x) и «Сокол-2» (∇) и протонов: ● — на ИСЗ «Протон-2,3,4» [1, 2], ○ — «Сокол-2» при использовании $E_{изм}$. Штриховая — аппроксимация (1). Сплошные прямые — данные [12]. ▲ — спектр всех частиц при использовании $E_{испр}$

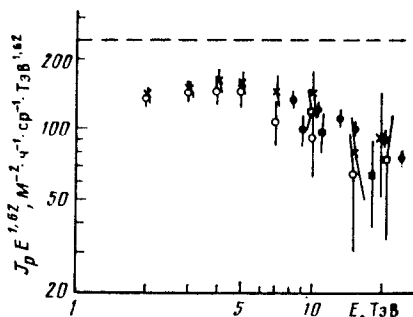


Рис. 10

Рис. 10. Интенсивность протонов при разных E : ■ — [15], □ — [16], ● — [17]; ○ — × — данные настоящей работы соответственно по $E_{изм}$ и $E_{испр}$

в области $E > 1$ ТэВ в измерениях на ИСЗ «Протон» не связано с обратным током частиц из ИК в детекторы заряда.

К настоящему времени непосредственные измерения потоков протонов первичных космических лучей в области $E > 1$ ТэВ выполнены только эмульсионной методикой [14–17]. Эти результаты, кроме данных [14] приведены на рис. 10. Из них наиболее статистически обеспечены результаты работы [17]. Они дают показатель интегрального спектра протонов $\gamma_p = 2.1 \pm 0.12$ в области $E \geq 8$ ТэВ.

Если при $E = 1$ ТэВ $J_p = 240 \text{ м}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, то, как видно из рис. 10 спектр протонов с $\gamma_p = 2.1$ должен простираться вплоть до энергии $E \sim 2.5$ ТэВ (точка пересечения спектра протонов со штриховой линией на рис. 10).

На рис. 10 приведены и результаты настоящей работы. Видно, что в пределах ошибок они согласуются с эмульсионными данными (кроме работы [14]) и все они дают интенсивность потока протонов в области энергии > 1 ТэВ существенно меньшую, чем следовало бы ожидать из условия $\gamma_p = \gamma_z$ во всем интервале энергий от десятков ГэВ до десятков ТэВ.

Следует заметить, что спектр протонов с показателем степени $\gamma_p - 1 = 2.0 \div 2.1$ не может простираться до сколь угодно больших энергий. Из-за фрагментации ядер, проходящих в космическом пространстве несколько г·см⁻², будут образовываться свободные протоны со спектром, тождественным спектру ядер, т. е. с $\gamma_p = 1.6$. Поэтому при некоторой энергии E_1 интенсивность «вторичных» протонов, продуктов фрагментации, $\gamma_p - 1 = 2.0 \div 2.1$ сравняется с интенсивностью «первичных» протонов, и при $E > E_1$ показатель интегрального спектра протонов вновь совпадает с показателем спектра ядер. По нашим оценкам $E_1 \approx 100$ ТэВ.

6. Заключение

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. Измеренные в настоящей работе интенсивности ядер гелия и ядер с $Z > 2$ хорошо совпадают с литературными данными. Энергетический спектр всех ядер с $Z \geq 2$ в интервале энергий $2 \leq E < 20$ ТэВ имеет степенной вид с показателем степени $\gamma_z - 1 = 1.60 \pm 0.08$.

2. Измерена разность показателей спектров протонов и ядер $\gamma_p - \gamma_z = 0.51 \pm 0.13$ в области $E = 3 \div 10$ ТэВ.

3. Измерены спектры ядер с $Z = 4$ ТэВ и спектры всех ядер с $Z \geq 2$ в области энергий 3–10 ТэВ.
4. Получены значения $\gamma_p = 2.11 \pm 0.15$ в области энергий $E = 3 \div 10$ ТэВ.
5. Показано, что совпадение спектров протонов и ядер в потоке первичных космических лучей экспериментально не наблюдается в области энергий $E > 1$ ТэВ.
Прибор для измерения спектров протонов и ядер с высокой энергией ($E > 1$ ТэВ) «Протон-4» разработан и находится в стадии изготовления.
6. Показано, что совпадение спектров протонов и ядер в потоке первичных космических лучей экспериментально не наблюдается в области энергий $E > 1$ ТэВ.
7. Показано, что совпадение спектров протонов и ядер в потоке первичных космических лучей экспериментально не наблюдается в области энергий $E > 1$ ТэВ.
8. Показано, что совпадение спектров протонов и ядер в потоке первичных космических лучей экспериментально не наблюдается в области энергий $E > 1$ ТэВ.
9. Показано, что совпадение спектров протонов и ядер в потоке первичных космических лучей экспериментально не наблюдается в области энергий $E > 1$ ТэВ.
10. Показано, что совпадение спектров протонов и ядер в потоке первичных космических лучей экспериментально не наблюдается в области энергий $E > 1$ ТэВ.

3. Измерено отношение потоков протонов и ядер гелия J_p/J_α . При $E=3\div 4$ ТэВ $J_p/J_\alpha=1,2\pm 0,2$. Измерено отношение потока протонов к потоку всех ядер с $Z\geq 2$. Это отношение равно $0,58\pm 0,08$ при $E=3\div 4$ ТэВ.

Эти отношения указывают на значительный дефицит протонов при энергиях 3–4 ТэВ и хорошо согласуются с $\gamma_p-\gamma_z=0,5$ в области энергий 1–10 ТэВ.

4. Получен показатель интегрального спектра протонов $\gamma_p-1=2,11\pm 0,15$ в области энергий $E=4\div 20$ ТэВ. Показано, что в интервале энергий $E=1\div 4$ ТэВ показатель степени интегрального спектра протонов должен быть $\sim 2,0$, если в области $E\leq 1$ ТэВ $\gamma_p=\gamma_z=1,6$.

5. Показано, что результаты измерений прибором «Сокол-2» количественно совпадают с измерениями на ИСЗ «Протон» потока всех частиц и потока протонов в области энергий 3–20 ТэВ при условии идентичной методики обработки результатов измерений. Тем самым получено экспериментальное подтверждение того, что укрупнение спектра протонов, наблюдавшееся в экспериментах на ИСЗ «Протон», не связано с обратным током частиц из ИК в детекторы заряда.

Прибор «Сокол» был логическим продолжением идеи использования ионизационного калориметра для изучения первичных космических лучей высокой энергии на ИСЗ. Реализация этой идеи была нами начата на ИСЗ «Протон-1,2,3» со 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. Однако их применение носило вспомогательный характер и аппаратура оставалась «слепой».

Новые технические решения, о которых мы упоминали в начале статьи, открыли путь массовому использованию амплитудных измерений со стандартными характеристиками. Их массовое применение в приборе «Сокол» придало ему новое качество: прибор стал «зрячим», была достигнута визуализация процесса регистрации отдельной частицы.

Проведенные с приборами «Сокол» измерения, как нам представляется, дали экспериментальное подтверждение конструктивности положенных в его основу идей, которые должны использоваться и в аппаратуре следующего поколения.

Обсуждая пути дальнейших исследований первичных космических лучей сверхвысоких энергий на ИСЗ, отметим основные элементы, которые целесообразно заимствовать у прибора «Сокол».

1. Для измерения энергии частиц использовать толстый секционированный ионизационный калориметр с большим числом датчиков и амплитудными измерениями сигналов от каждого датчика. Такой ИК позволяет с хорошей точностью и полнотой восстанавливать картину прохождения первичной частицы через прибор, т. е. решает в принципе проблему визуализации.

2. Использовать черенковские детекторы направленного действия. Они надежно выделяют протоны и ядра гелия из всего потока космических лучей без заметного воздействия обратного тока частиц из ИК.

3. Применение датчиков со стандартными характеристиками позволяет создавать аппаратуру большой площади с сотнями стандартных детекторов. Это позволит проводить измерения в разных энергетических диапазонах разными приборами, построенными из одних и тех же детекторов, т. е. идентичными по своему устройству. Поэтому «сшивание» результатов измерений в разных энергетических диапазонах будет методически корректным.

4. Целесообразно для измерения заряда ядер с $Z>2$ использовать черенковские детекторы с тонким радиатором, располагая их над черенковскими счетчиками направленного действия.

Эксперименты с прибором «Сокол» выявили и недостатки этой аппаратуры, на которые мы считаем необходимым обратить внимание и рассмотреть варианты их устранения.

1. В детекторах заряда ДЗ-2 для ядер с $Z\geq 5$ обратный ток в при-

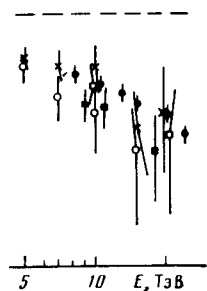


рис. 10
Протон-2,3,4» [1, 2], \circ — «Сокол-2»
— прямые — даны
по $E_{испр}$
6]. \bullet — [17]; \circ и
и $E_{испр}$

связано с обрат-
потоков протонов
полнены только
те данных [14]
испечены резуль-
спектра протонов

одно из рис. 10
до энергии $E >$
хвой линией на

зоты. Видно, что
данными (кроме
отонов в области
ожидать из усло-
до десятков ТэВ
и степени γ_p-1
их энергий. Из-за
апстве несколько
гром, тождествен-
ий энергии E_1 на-
вняется с интен-
ции, и при $E > E_1$
адает с показате-

едующие выводы
дер гелия и яд.
. Энергетически
ТэВ имеет степе-

в и ядер $\gamma_p-\gamma_z$.

боре «Сокол» был настолько велик, что при энергии ~ 100 ТэВ он замет- искажал измеряемую величину заряда.

Для уменьшения влияния обратного тока можно уменьшить площадь радиатора до ≈ 200 см² и отодвинуть его от ИК, имея в виду, что плотность частиц обратного тока убывает с расстоянием h от ИК как h^2 .

2. Большие ошибки измерения зарядов ядер детекторами ДЗ-1 и ДЗ-2 связаны со значительной неоднородностью чувствительности по площади детекторов.

Следует снизить степень неоднородности чувствительности в ДЗ-2 $\approx 2\%$, а в ДЗ-1 до 5–6%. В этом случае $\sigma(Z) < 0,3$ во всем интервале измеряемых зарядов от 1 до 26.

3. В систему отбора частиц (выработку мастерного сигнала) было включено требование минимального энерговыделения в пяти и более радиациях ИК. Такое требование может приводить к искажению спектра частиц.

Необходимо отбор частиц вести только по суммарному энерговыделению в ИК. В аппаратуру ввести микро-ЭВМ, которая будет отбирать частицы по направлению и давать команду на регистрацию только тех частиц, которые зарегистрированы в пределах геометрического фактора прибора. Такой отбор не деформирует спектр.

4. Целесообразно сцинтилляционные детекторы в ИК заменить на пластиковые позиционные камеры. Такая замена избавит от необходимости введения большой поправки на переходный эффект железо — сцинтиллятор и не создаст сложностей с размерами детекторов.

Эксперименты с прибором «Сокол» были подготовлены в НИИЯФ МГУ и проводились в сотрудничестве с другими организациями. Публикуя итоги этих экспериментов, автор хотел бы воспользоваться возможностью поблагодарить всех принимавших участие в этом простом деле. С особой благодарностью хочу отметить определяющую роль в осуществлении эксперимента С. Н. Вернова. Он принимал самое активное участие в обсуждении основных идей эксперимента и на первых порах возглавил коллектив исполнителей, создав для проведения работ в НИИЯФ МГУ все необходимые условия.

Литература

1. Akimov V. V. et al. // 11 ICRC. Budapest, 1969. OG 99.
2. Grigorov N. L. et al. // Space Research. Berlin: Akademik-Verlag, 1972. V. XII. P. 1617.
3. Vernov S. N. et al. // 17 ICRC. Paris, 1981. V. 8. P. 49.
4. Григоров Н. Л. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 88-43/64. М., 1988.
5. Григоров Н. Л. и др. // Вести. МГУ. Физика, астрономия, 1988. Т. 29. С. 44.
6. Иващенко И. П. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1986. Т. 44. С. 200.
7. Иващенко И. П. и др. // ЯФ, 1987. Т. 45. С. 1069.
8. Иващенко И. П. и др. // Космич. исслед. 1987. Т. 25. С. 471.
9. Григоров Н. Л. Препринт НИИЯФ МГУ 89-9/86. М., 1989.
10. Григоров Н. Л. и др. // ЯФ, 1970. Т. 11. С. 1058.
11. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М.: Изд. АН СССР, 1963.
12. «Лучи космические Галактические» ГОСТ 25645.122-ГОСТ 24645.125-85. Госком СССР по стандартам. М., 1986.
13. Иващенко И. П. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1988. Т. 48. С. 468.
14. Burnett T. H. et al. // 20 ICRC. M., 1987. V. 1. P. 375.
15. Вакуленко Е. С. и др. // Вести. МГУ. Физика, астрономия, 1985. Т. 26. С. 32.
16. Tasaka S. et al. // Phys. Rev. 1982. V. 25. P. 1765.
17. Варколицкая А. Я. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 2317.

SATELLITE STUDIES OF HIGH AND SUPERHIGH ENERGY COSMIC RAYS

GRIGOROV N. L.

Principal schemes of the device «Sokol» are considered. «Sokol» is a new generation of the scientific equipment elaborated for studying the chemical content of high-energy cosmic rays with the use of satellites. Results of the «Sokol-2» measurements are presented on charge distributions of particles in the energy range above 1 TeV and on the energy spectra of protons, helium nuclei, and $Z > 2$ nuclei. The spectra of protons and helium nuclei are obtained without back current influence on the results. These spectra agree well with the results obtained by means of the satellite «Proton».