

тельно вдвое [6]. Поэтому естественно предположить, что совместный учет этих эффектов приведет к увеличению размера зоны приблизительно в 1,5 раза [7].

В [8] дается более общий вывод уравнения Пуассона, использованного в работе [6]. Обобщение состоит в том, что рассматривается плазма, состоящая из нескольких сортов ионов и электронов. Однако в этой работе при определении объемного заряда поляризации, появление которого связано с конечным ларморовским радиусом, число ведущих центров в единице объема считается пропорциональным магнитному полю, что, вообще говоря, неверно. Частицы более высоких энергий имеют запрещенные зоны большего размера. Поэтому при суммировании с уменьшением r уменьшаются предельные магнитные моменты, что и было учтено в настоящей работе. Следовательно, случай непрерывного спектра нельзя свести к случаю моноэнергетического спектра, как это сделано в [8].

Заметим, что в геофизических приложениях существенную роль играет третье измерение; нужно учитывать движение заряженных частиц вдоль магнитных силовых линий, существование зеркальных точек, центробежный дрейф, перераспределение зарядов вдоль силовых линий, высыпание частиц в атмосферу, разрядку электрических полей через ионосферу и т. д. Эти эффекты бессмысленно обсуждать в рамках двумерной геометрии; некоторые из них качественно рассмотрены в [3, 6, 9].

Можно предполагать, что существует движение термализованной плазмы в область сильного геомагнитного поля с обтеканием запрещенной зоны и сверхзвуковым расширением в хвосте магнитосферы [3]. Тогда граница запрещенной зоны, отделяющая движущуюся термализованную плазму высокой температуры от холодной земной плазмы, и определяет положение «колена», т. е. излома на кривой распределения плотности заряженных частиц в верхней ионосфере [10—12].

Следует заметить, что, вообще говоря, форма запрещенной зоны зависит от выбора граничного условия (16); влияние границы сказывается особенно сильно при $r_1 \approx r_0$. В данном случае граничный потенциал подобран так, чтобы при отсутствии плазмы электрическое поле было постоянным. Если предположить, что полученная граница запрещенной зоны дает положение «колена» в верхней ионосфере, то точность описания формы «колена» должна увеличиваться с уменьшением отношения r_1/r_0 . Для постановки правильного граничного условия (16), очевидно, необходимо знать механизм инжекции частиц в магнитосферу.

Дата поступления
23 июля 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Альвен. Космическая электродинамика. Изд. иностр. лит., 1952, стр. 244.
2. W. J. Axford, C. O. Hines. *Canad. J. Phys.*, 39, 1433, 1961.
3. М. В. Самохин. Геомагнетизм и аэрномия, 6, № 6, 983, 1966.
4. W. J. Axford. *J. Geophys. Res.*, 68, 5883, 1963.
5. H. Alfven, C.-G. Fälthammar. *Cosmical Electrodynamics*, Oxford, 1963, p. 54.
6. E. T. Karlson. *Phys. Fluids*, 6, 708, 1963.
7. L. P. Block. *J. Geophys. Res.*, 71, 855, 1966.
8. J. C. Helmer. *Phys. Fluids*, 6, 723, 1963.
9. H. Alfven. *Space Sci. Rev.*, 2, 862, 1963.
10. К. И. Грингауз. Сб. «Искусств. спутники Земли», вып. 12. Изд-во АН СССР, 1962, стр. 105.
11. В. В. Безруких, К. И. Грингауз. Сб. «Исследования космического пространства». Изд-во «Наука», 1965, стр. 177.
12. D. L. Carpenter. In: «Progress in Radio Science 1960—1963», 3, Amsterdam—London—New York, 1965, p. 76.

УДК 539.128.412

Н. Л. Григоров, Г. П. Кахидзе, В. Е. Нестеров,
И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, А. В. Смирнов,
А. Ф. Титенков, П. П. Шишков

СПЕКТРОМЕТР ЧАСТИЦ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ИСЗ ТИПА «ПРОТОН»

Описывается аппаратура, установленная на искусственных спутниках Земли типа «Протон» для изучения энергетического и зарядового спектра частиц первичного космического излучения с энергией $> 10^{10}$ эв и измерения сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами углерода и водорода.

Одна из наиболее актуальных проблем экспериментального исследования частиц космического излучения высокой энергии заключается в изыскании более прямых методов определения энергетического спектра и химического состава первичных частиц космических лучей в области энергий $> 10^{10}$ эв. Освоение космического пространства, запуск тяжелых искусственных спутников Земли открывают благоприятные возможности для осуществления экспериментов в этом направлении. Вместе с тем развитие новых методов и средств измерения энергии элементарных частиц [1] подготовило необходимую экспериментальную технику для достижения указанных целей.

Первым шагом в данном направлении был эксперимент, осуществленный в космосе на научных станциях «Протон» [2, 3]. Для изучения энергетического спектра и химического состава первичных частиц в области энергий $10^{10} \div 10^{14}$ эв здесь был установлен спектрометр энергии и зарядов частиц (СЭЗ-14). Прибор предназначался и для измерения эффективных сечений неупругого взаимодействия протонов разных энергий с протонами и ядрами углерода.

Схематическое изображение СЭЗ-14 дано на рис. 1. СЭЗ-14 состоит из следующих основных элементов:

- а) детектора энергии для измерения энергии E каждой частицы;
- б) мишеней из полиэтилена и графита для измерения сечений σ неупругих взаимодействий протонов с протонами и ядрами углерода;
- в) пропорциональных счетчиков для измерения заряда Z первичной частицы;
- г) детектора взаимодействий для регистрации случаев взаимодействия первичного протона данной энергии в веществе мишени;
- д) электронных блоков для отбора и регистрации всех интересующих нас параметров.

Прибор СЭЗ-14 выполнен в виде двух независимых идентичных частей, каждая из которых представляет законченный прибор, способный выполнить всю программу измерений (определять E, Z, σ).

Фильтры укреплены на оси и могут в полете периодически менять свое положение так, что в течение определенного времени полиэтиленовая ми-

шень находится над одной половиной прибора, а графитовая — над другой, после чего фильтры меняются местами, сохраняя новое положение в течение следующих 10—12 час., а затем они на такое же время выводятся за пределы телесного угла установки. После этого цикл повторяется снова.

Детектор энергии. Детектор энергии представляет собой ионизационный калориметр из железа, в котором ионизационные камеры заменены пластическими сцинтилляторами. Ионизационный калориметр состоит из 9 стальных плит толщиной 5,5 см каждая и 10 слоев пластических сцинтилляторов, расположенных между стальными пластинами, а также над и под ионизационным калориметром (1—10 на рис. 1).

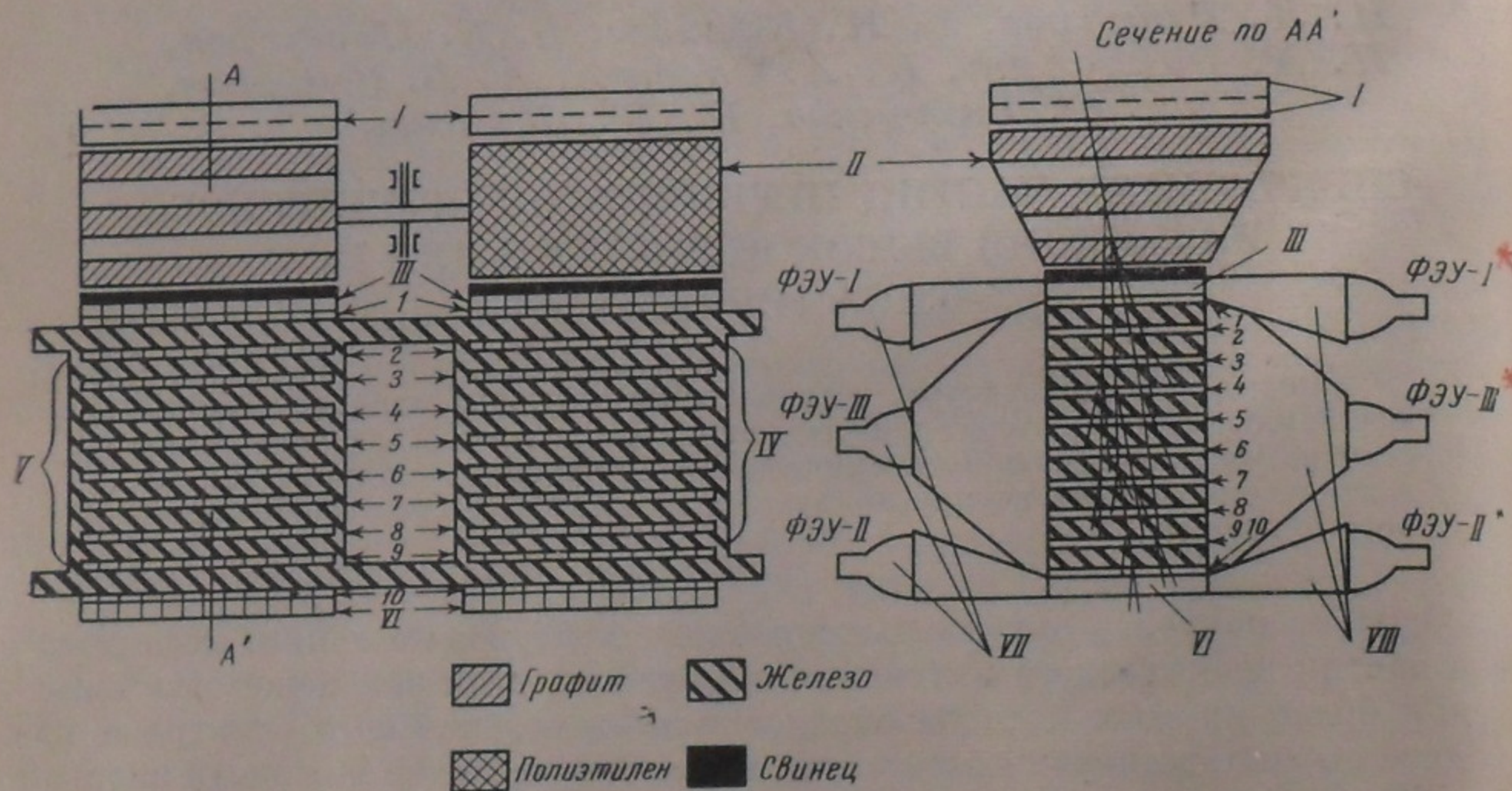


Рис. 1. Схема устройства прибора СЭЗ-14:

I — детекторы заряда (двоенные пропорциональные счетчики), II — фильтры, III — детекторы взаимодействий, IV, V — детекторы энергии, VI — сцинтилляционный счетчик, VII — фотоумножители, VIII — диффузоры

тилляторов, расположенных между стальными пластинами, а также над и под ионизационным калориметром (1—10 на рис. 1).

В каждом ряду находится 12 пластин из пластического сцинтиллятора размерами $5 \times 41 \text{ см}^2$ и толщиной 1,5 см. Они покрывают всю площадь сечения ионизационного калориметра. Все поверхности пластин полированные. Поэтому свет, который возникает в пластине при прохождении через нее заряженной частицы, испытывая полное внутреннее отражение на боковых гранях, движется к торцам пластины и выходит из пластины через оба торца.

Все десять рядов сцинтилляторов закрыты с каждой стороны ионизационного калориметра диффузором (см. рис. 1), представляющим собой четырехугольную пирамиду, в вершине которой находится ФЭУ-III и ФЭУ-III* с фотокатодом диаметром 15 см (ФЭУ-49). Внутренняя поверхность диффузора и боковые поверхности стальных плит выкрашены специальной белой краской с малым поглощением света.

Выходы обоих ФЭУ (на рис. 1 ФЭУ-III и ФЭУ-III*) соединены вместе так, что сигналы, возникающие в каждом из них, складываются. Поэтому на вход электронной схемы от этих ФЭУ поступает электрический импульс, амплитуда которого пропорциональна суммарному количеству света, вышедшего через обе торцевые поверхности пластины из сцинтиллирующей пластмассы.

Примененные нами пластические сцинтилляторы обладают сравнительно сильным поглощением света сцинтилляций. На рис. 2 (кривая 1) приве-

дены результаты измерения количества света (в относительных единицах), выходящего через один торец пластины, в зависимости от расстояния между торцом и местом, через которое проходит проникающее излучение (коллимированный пучок рентгеновских лучей). На том же рисунке (кривая 2) показано количество света, выходящего через оба торца пластины. Как

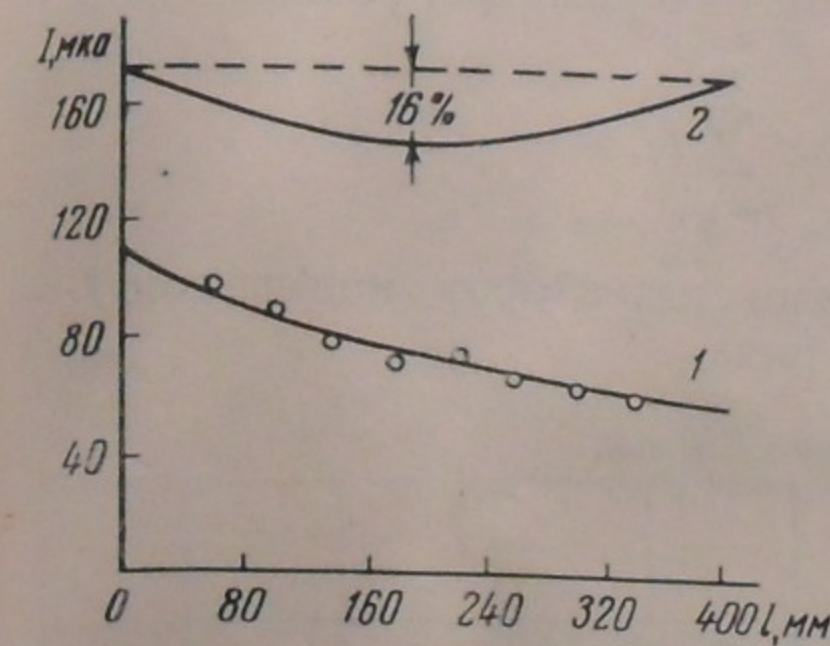


Рис. 2. Зависимость светового выхода I от расстояния l (места прохождения ионизирующей частицы до торца сцинтиллятора).

1 — при регистрации света одним ФЭУ со стороны одного торца пластины сцинтиллятора, 2 — при регистрации световых вспышек двумя ФЭУ с двух торцов

тора приводят к тому, что одинаковые световые вспышки, возникшие в различных пластинах, будут давать на выходе ФЭУ импульсы разной амплитуды. Чтобы устранить это явление и получить независимость амплитуды импульса в ФЭУ от места возникновения световой вспышки в ионизационном калориметре, торцы каждой пластины из сцинтиллятора закрыты шторкой из черной бумаги. Ширина шторки зависит от местоположения пластины в ионизационном калориметре и относительной величины световых выходов B пластины.

Путем подбора соответствующих по ширине шторок все пластины уравниваются между собой по количеству света, попадающего на ФЭУ, когда на каждую пластину падает проникающее (рентгеновское) излучение одинаковой интенсивности. В результате такой процедуры разброс световых выходов пластин, находящихся в ионизационном калориметре, уменьшен до $\pm 10\%$ относительно средней величины светосбора от одной пластины. На рис. 4 приведено экспериментальное распределение светосбора из разных пластин после их нивелировки с помощью шторок, полученное на 4-х ионизационных калориметрах. За 100% принято среднее значение светосбора из одной пластины. Для увеличения количества света, попадающего на ФЭУ от пластин, находящихся по краям ионизационного калориметра, диффузор с внутренней стороны по периметру окаймлен алюминированным зеркалом шириной 3 см.

Степень тождественности всех пластин сцинтилляторов в ионизационном калориметре характеризуется шириной амплитудного распределения

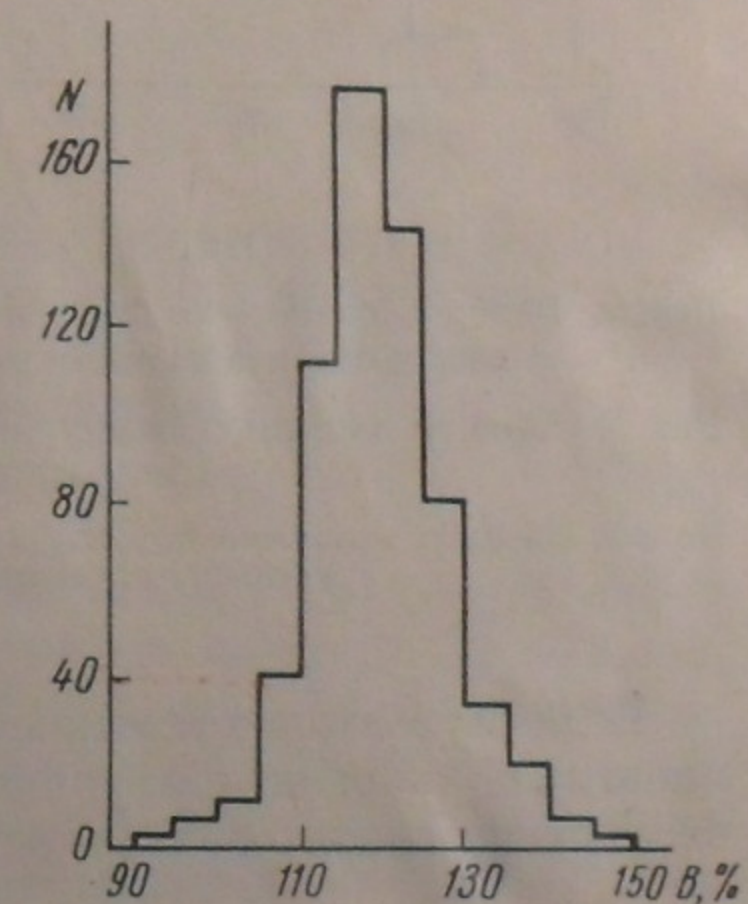


Рис. 3. Разброс светового выхода B пластин сцинтилляторов, испытанных в одинаковых условиях

импульсов, создаваемых прохождением через ионизационный калориметр μ -мезонов космических лучей. На рис. 5 приведено это амплитудное распределение, полученное с помощью 100 канального анализатора (на оси абсцисс указаны номера каналов, по оси ординат отложено число случаев с данной амплитудой).

Энергия E , выделенная в ионизационном калориметре, равна

$$E = \lambda \int_0^{x_0} I(x) dx \approx \lambda x \sum_{i=1}^{10} I_i,$$

где x — толщина поглотителя между рядами детекторов ионизации I_i — ионизация, созданная в сцинтилляторе i -го ряда.

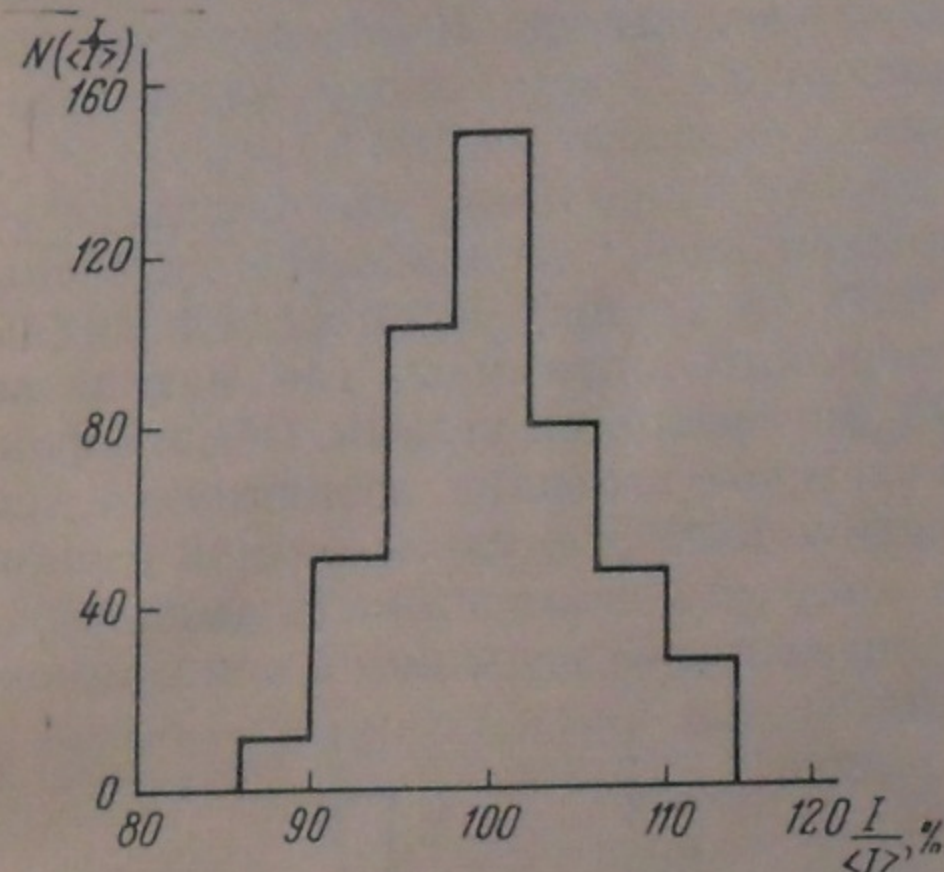


Рис. 4

Рис. 4. Разброс светового выхода (в относительных единицах $I/\langle I \rangle$) сцинтилляторов в ионизационном калориметре СЭЗ-14 (после нивелировки)

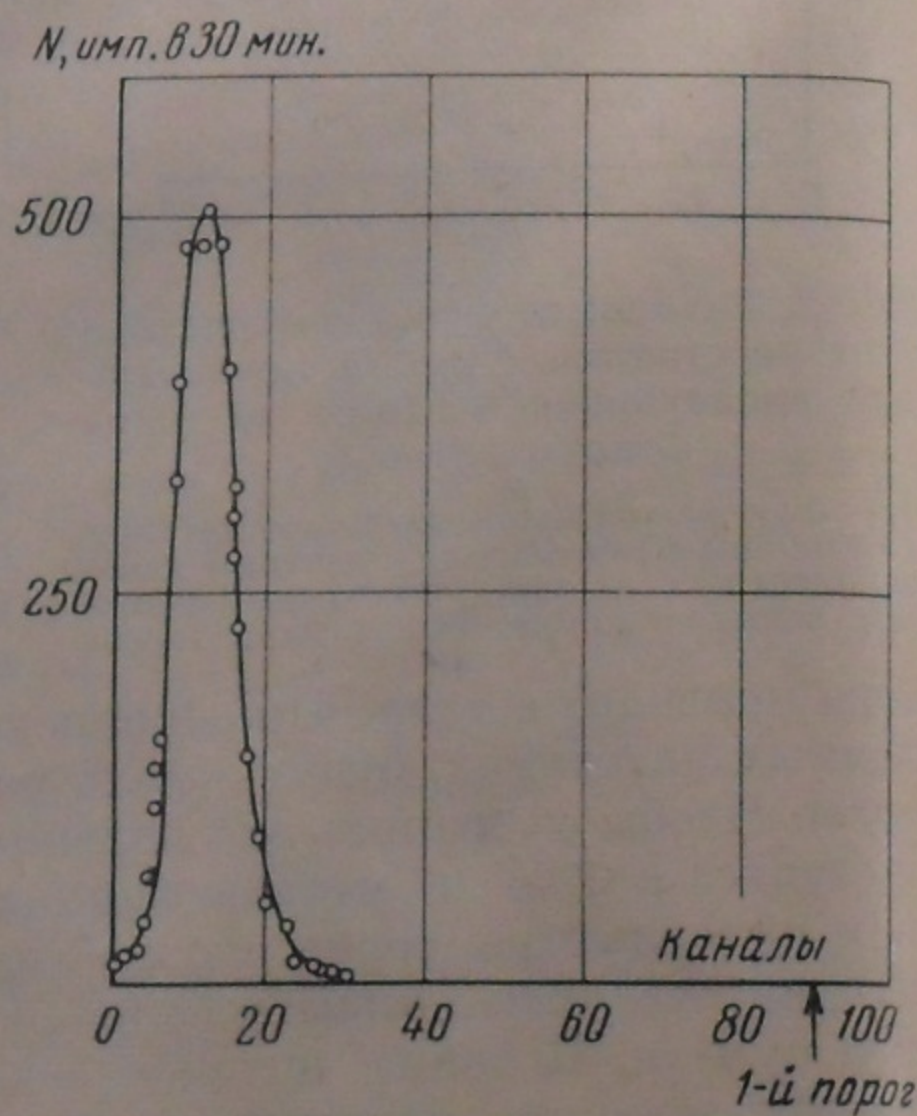


Рис. 5

Рис. 5. Спектр амплитуд импульсов от детектора энергии СЭЗ-14, полученный при регистрации μ -мезонов на уровне моря.

По оси абсцисс отложены номера каналов дифференциального амплитудного анализатора и указано положение первого энергетического порога E_1

Если бы световая вспышка в пластическом сцинтилляторе была пропорциональна энергии, потерянной на ионизацию всеми частицами в пластических сцинтилляторах, тогда

$$E \sim \sum_{i=1}^{10} I_i \sim \sum_{i=1}^{10} S_i,$$

где S_i — интенсивность световой вспышки, возникающей в i -м ряду сцинтилляторов. Однако для сильноионизирующих частиц отсутствует пропорциональность между I_i и S_i , поэтому наш ионизационный калориметр в основном детектирует энергию, переданную первичной частицей во всей толще калориметра электронно-фотонной компоненте.

Общая толщина калориметра около 3 ядерных пробегов. В слое такой толщины в ряде случаев выделенная энергия E меньше энергии первичной

частицы E_0 . Это приведет к тому, что измеренный поток частиц $F_{изм}(>E)$ с энергией $\geq E$ не будет равен истинному потоку первичных частиц с энергией $\geq E$.

Легко показать, что при степенном виде спектра $F_{ист}(\geq E) = A/E^\gamma$ между $F_{ист}$ и $F_{изм}$ будет иметь место соотношение

$$F_{ист}(\geq E) = bF_{изм}(\geq E),$$

где

$$\frac{1}{b} = \int_0^{x_0} U^\gamma(x) \exp\left[-\frac{(x_0-x)}{L}\right] \frac{dx}{L},$$

а

$$U^\gamma(x) = \int_0^1 U^\gamma(x) f(U, x) dU.$$

Здесь $U(x)$ — доля энергии, выделяемая в калориметре толщиной x , при условии, что первое взаимодействие происходит на границе ионизационного калориметра, а $f(U, x)$ — нормированная функция распределения величины $U(x)$; L — пробег для взаимодействия первичной частицы в веществе ионизационного калориметра.

Пользуясь экспериментальными данными относительно вида функции $U(x)$ на основании результатов, полученных при работе с ионизационным калориметром на высокогорной станции Арагац, можно вычислить $U^\gamma(x)$, определить коэффициент b и перейти от измеренного потока частиц $F_{изм}(\geq E)$ к абсолютному потоку первичных частиц с энергией $E = F_{ист}(\geq E)$.

На основании тех же данных можно определить в среднем долю

$$\beta = \int_0^1 \overline{U(x)} \exp\left[-\frac{(x_0-x)}{L}\right] \frac{dx}{L}$$

от первоначальной энергии частицы E_0 , которая поглощается в ионизационном калориметре СЭЗ-14. Оценки показывают, что $\beta \approx 0,5$. Таким образом, среднее значение энергии первичной частицы определяется по измеренной калориметром $E_{изм}$ в соответствии с равенством

$$E_0 \approx 2E_{изм}.$$

Ионизационный калориметр СЭЗ-14 настраивался по ионизационному эффекту от μ -мезонов космических лучей на уровне моря таким образом, что первый энергетический порог в канале регистрации E_1 соответствовал ионизационным потерям 10 мезонов, одновременно проходящих через весь калориметр. Это эквивалентно, если учесть переходный эффект вторичных электронно-фотонных лавин при переходе из железа в пластический сцинтиллятор, энергии первичного протона $E_0 \approx 15$ Бэв. В действительности, по наблюдаемому во время эксперимента в космосе геомагнитному широтному эффекту протонов первого энергетического порога $E_1 \approx 12,5$ Бэв.

Детектор взаимодействия. Детектор взаимодействия (III на рис. 1) выполняет две функции: а) регистрирует число релятивистских частиц в ливне, проходящем через него, б) совместно с нижним сцинтилляционным счетчиком (VI на рис. 1) выделяет определенный телесный угол, в пределах которого регистрируются частицы. Детектор взаимодействия должен достаточно надежно различать случаи прохождения через него одной частицы и ливней с $n \geq 2$ релятивистскими частицами. Детектор выполнен из брусков пластического сцинтиллятора длиной 41 см и квадратного се-

чения размером $5 \times 5 \text{ см}^2$. Грани брусков отполированы и свет, возникший в каком-либо бруске при прохождении через него заряженной частицы, испытывая полное внутреннее отражение, направляется к торцам.

Со стороны торцов с обеих сторон детектора взаимодействия находятся диффузоры (VIII на рис. 1), в вершине которых расположены ФЭУ-49 (ФЭУ-I и ФЭУ-I* на рис. 1). Внутренняя поверхность диффузоров покрашена специальной белой краской с малым поглощением света. Оба ФЭУ

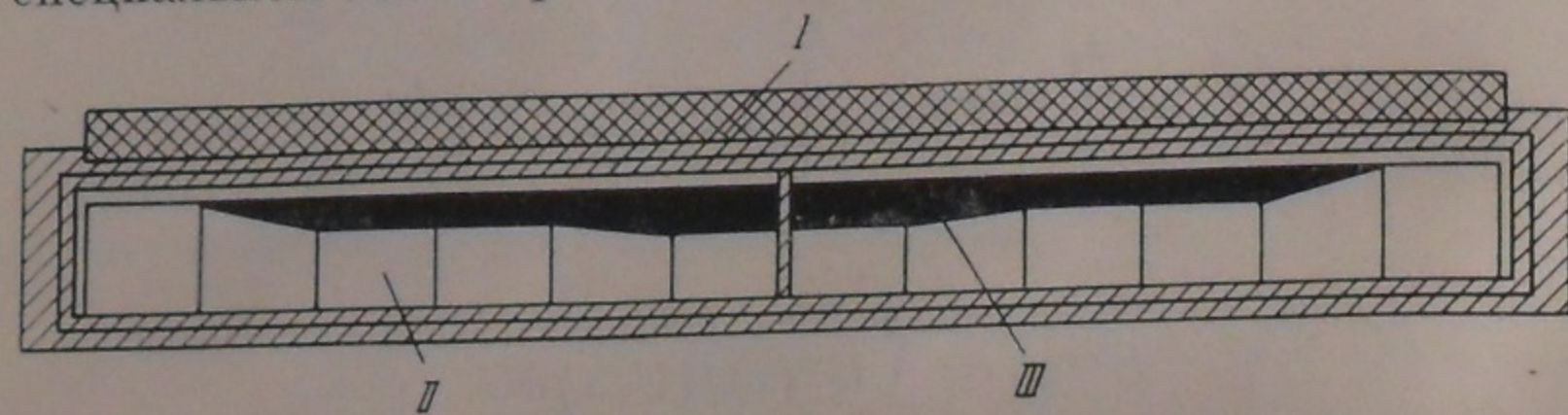


Рис. 6. Схематический разрез детектора взаимодействий (вид со стороны ФЭУ):

I — свинцовый конвертер, II — сцинтилляторы, III — экраны для нивелировки света

детектора взаимодействий работают на общую нагрузку так, что выходной сигнал, поступающий в электронный блок, пропорционален суммарному количеству света, попавшего на оба ФЭУ.

Для того чтобы регистрируемая световая вспышка не зависела от положения бруска в детекторе взаимодействий (в нем находится 12 брусков), использованы шторки из черной бумаги, закрывающие часть сечения бруска, как это показано на рис. 6. (Ширина шторок берется с учетом световых

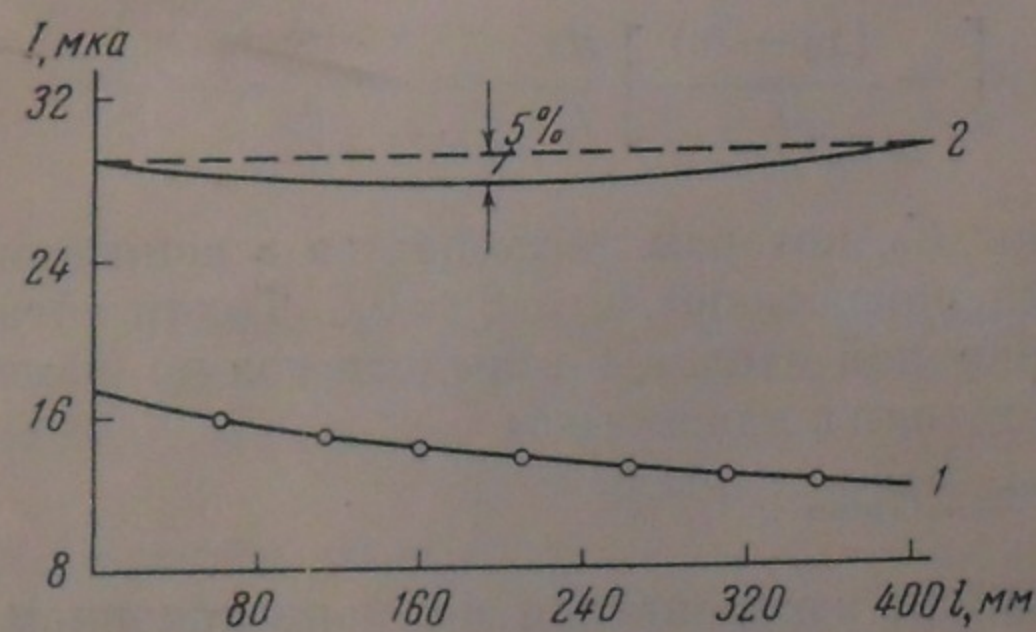


Рис. 7. Зависимость светового выхода I от расстояния l (места прохождения ионизирующей частицы до торца сцинтиллятора).

1 — при регистрации света одним ФЭУ с детектора взаимодействия, 2 — при регистрации света двумя ФЭУ с двух торцов

лучей, проходящих в пределах телесного угла ионизационного калориметра, который ограничен сверху детектором взаимодействия, а снизу — нижним сцинтилляционным счетчиком. На рис. 8 стрелками показаны значения порогов амплитудных дискриминаторов 1 и 2, которые отделяют область одиночных частиц — «окно» между порогами 1 и 2 от области, где число частиц, одновременно проходящих через детектор взаимодействия, равно 2 или более ($n \geq 2$).

Величины 1-го и 2-го порогов устанавливаются так, чтобы: а) регистрировались все релятивистские частицы, проходящие через детектор взаимодействия (положение 1-го порога); б) за пределы 2-го порога уходило

хода каждого бруска. Световых выходы всех брусков предварительно измеряются с помощью коллимированного рентгеновского пучка.) В результате разброс световых импульсов от разных брусков не превышает $\pm 10\%$ от среднего значения. Регистрация света с обоих торцов бруска обеспечивает слабую зависимость амплитуды регистрируемой световой вспышки от места прохождения частиц, что видно из рис. 7.

На рис. 8 показано распределение амплитуд импульсов, создаваемых в детекторах взаимодействия μ -мезонами космических

$\sim 10\%$ всех одиночных частиц. При этом ливни, содержащие 2 релятивистские частицы, с вероятностью 14% будут регистрироваться как одиночная релятивистская частица. (Ливни с $n \geq 3$ со 100% -ной вероятностью будут давать импульсы, большие значения 2-го порога.)

Чтобы уменьшить вероятность просчета взаимодействий, при которых число вторичных заряженных частиц $n = 2$, особенно вероятных при энергиях первичных протонов $(1 \div 3) \cdot 10^{10} \text{ эв}$, над детектором взаимодействия

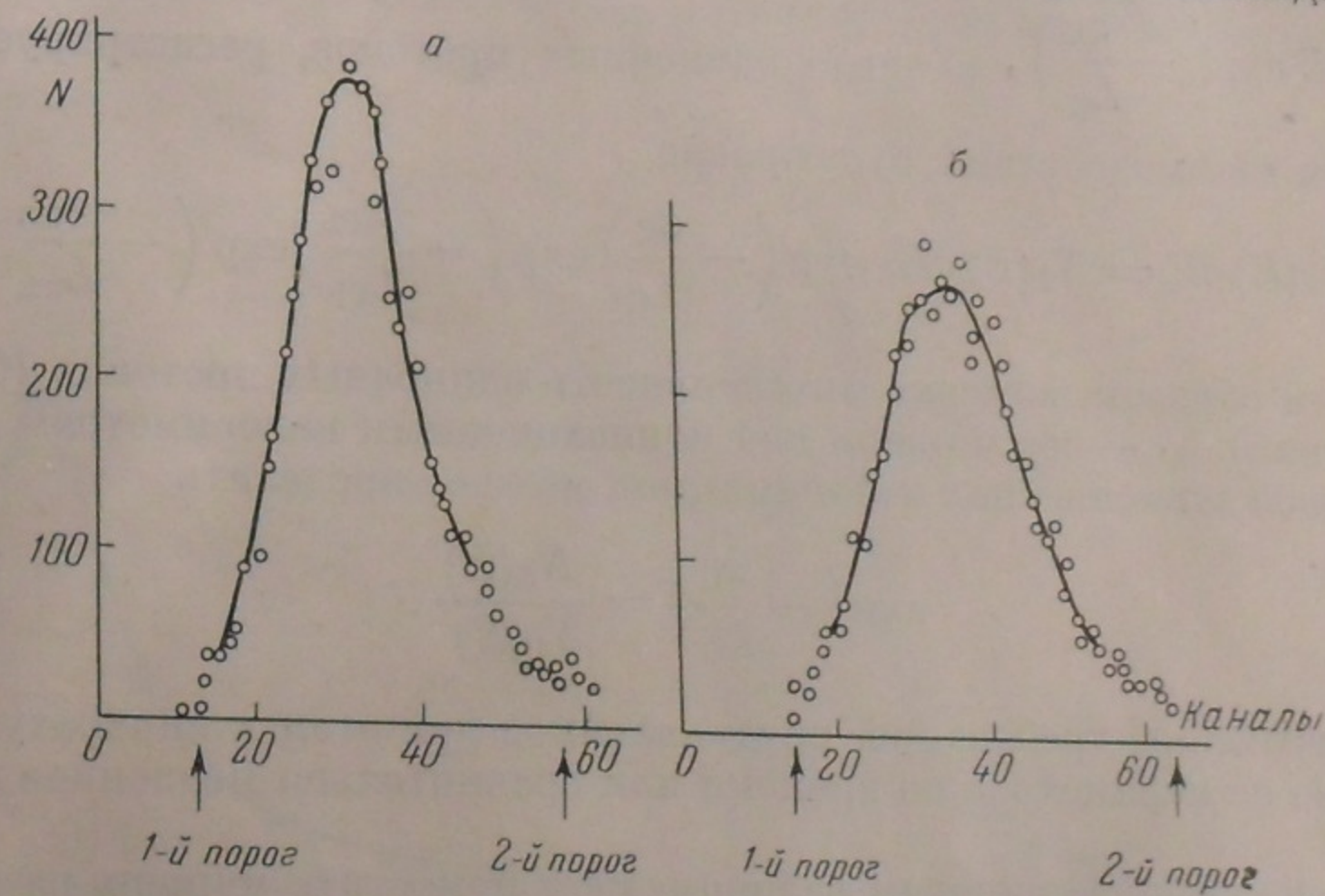


Рис. 8. Спектры амплитуд импульсов на выходе детекторов взаимодействий в I (а) и II (б) половинах СЭЗ-14, полученных при регистрации μ -мезонов на уровне моря.

По оси абсцисс — амплитуда импульса, по оси ординат — число импульсов с данной амплитудой. Стрелками отмечены амплитудные уровни сигналов, соответствующие первому и второму порогам

расположен слой свинца толщиной в $2,5 \text{ см}$. Если при взаимодействии протона с ядрами фильтров будут генерироваться только π^0 -мезоны, то такое взаимодействие будет зарегистрировано благодаря электромагнитному ливню, который будет образован в свинце продуктами распада π^0 -мезонов.

Оценки показывают, что при энергиях первичных протонов $\sim 10^{10} \text{ эв}$ вероятность просчета взаимодействия детектором взаимодействия за счет образования ливня с $n = 2$ без π^0 -мезонов составляет всего несколько процентов.

Так как в ионизационном калориметре СЭЗ-14 содержится всего 3 ядерных пробега, то условия выделения энергии в калориметре для частиц, испытывающих взаимодействие в фильтре, и для частиц, не взаимодействовавших в нем, будут различными. Поэтому, чтобы правильно измерить σ , нужно отбирать первичные частицы по их энергвыделению в калориметре так, чтобы этот отбор не менял условия выделения энергии в ионизационном калориметре при постановке мишеней на пути частицы.

Этому можно удовлетворить, если регистрировать случаи прохождения частиц через мишень без взаимодействия в ней. В этом случае, если обозначить через $N_0(E) dE$ поток протонов, падающих на ионизационный калориметр и выделяющих в нем энергию $E, E + dE$, то число протонов, проходящих через детектор взаимодействия без взаимодействия в нем (в свинце и пластическом сцинтилляторе) и регистрируемых как одиночная частица (в «окне»), будет равно

$$N_1(E) dE = N_0(E) dE k \exp\left(-\frac{x_{\text{Pb}}}{L_{\text{Pb}}}\right) \exp\left(-\frac{x_{\text{пл}}}{L_{\text{пл}}}\right),$$

где L_{Pb} и $L_{пл}$ — пробеги для взаимодействия протонов в свинце и пластическом сцинтилляторе, а x_{Pb} и $x_{пл}$ — толщины в $г/см^2$ соответствующих материалов в детекторе взаимодействий, k — доля релятивистских частиц с единичным электрическим зарядом, попадающих в «окно» (см. рис. 8).

Если на пути протонов поставить мишень из углерода толщиной x_C , то число протонов, выделяющих в ионизационном калориметре энергию $E, E + dE$, которые пройдут эту мишень без взаимодействия, будет равно $N_0(E) dE \exp\left(-\frac{x_C}{L_C}\right)$, а число одиночных протонов, регистрируемых детектором взаимодействий, будет равно

$$N_2(E) dE = N_0(E) dE k \exp\left(-\frac{x_C}{L_C}\right) \exp\left(-\frac{x_{Pb}}{L_{Pb}}\right) \exp\left(-\frac{x_{пл}}{L_{пл}}\right).$$

Таким образом, измерив интенсивность одиночных протонов (без взаимодействий) N_1 — без мишени над ионизационным калориметром и N_2 — с графитовой мишенью над калориметром, можно определить

$$\exp\left(-\frac{x_C}{L_C}\right) = \frac{N_2(E)}{N_1(E)}.$$

Единственное требование, предъявленное при этом к аппаратуре, — постоянство ее параметров во времени или сравнительно медленное их изменение.

Если над ионизационным калориметром поместить мишень из полиэтилена, в которой содержится углерода столько же, сколько его содержится в графитовой мишени, то число протонов, выделяющих в ионизационном калориметре энергию $E, E + dE$, которые пройдут через полиэтиленовую мишень без взаимодействия с ней и будут зарегистрированы как одиночные частицы — $N_3(E) dE$, будет равно

$$N_3(E) dE = N_0(E) dE k \exp\left(-\frac{x_H}{L_H}\right) \times \exp\left(-\frac{x_C}{L_C}\right) \exp\left(-\frac{x_{Pb}}{L_{Pb}}\right) \exp\left(-\frac{x_{пл}}{L_{пл}}\right).$$

Отсюда $\exp\left(-\frac{x_H}{L_H}\right) = \frac{N_3(E)}{N_2(E)}$; L_C, L_H — пробеги для неупругого

взаимодействия протонов в углероде и водороде соответственно. Нижний сцинтилляционный счетчик (VI) по своему устройству аналогичен детектору взаимодействий и отличается от него лишь отсутствием свинцового фильтра.

Пропорциональные счетчики. Для определения заряда первичной частицы над каждым ионизационным калориметром находятся по два пропорциональных счетчика (I на рис. 1). Оба счетчика смонтированы в одном герметичном алюминиевом корпусе, имеющем форму плоского параллелепипеда. Каждый счетчик состоит из семи секций размером $\sim 8 \times 5$ см². Вдоль каждой секции натянута вольфрамовая нить диаметром 0,1 мм и длиной 70 см. Нити всех секций каждого счетчика электрически соединены между собой внутри корпуса и

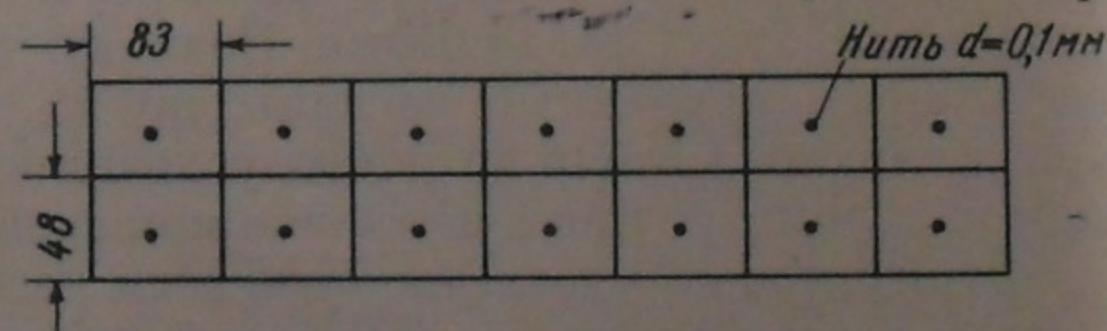


Рис. 9. Схема расположения ячеек в пропорциональном счетчике

общий вывод выведен наружу через изолятор. (Поперечное сечение счетчика показано на рис. 9.)

Крышки счетчика имеют толщину 2,5 мм. Перегородка, отделяющая верхний счетчик от нижнего, также из алюминия толщиной 2 мм.

Все отсеки обоих счетчиков сообщаются между собой через специальные отверстия, благодаря чему в них устанавливается одинаковый состав и давление газа. Счетчики наполнены аргоном + 10% метана до общего давления 280 мм Нг. На оба счетчика подается через отдельные сопотив-

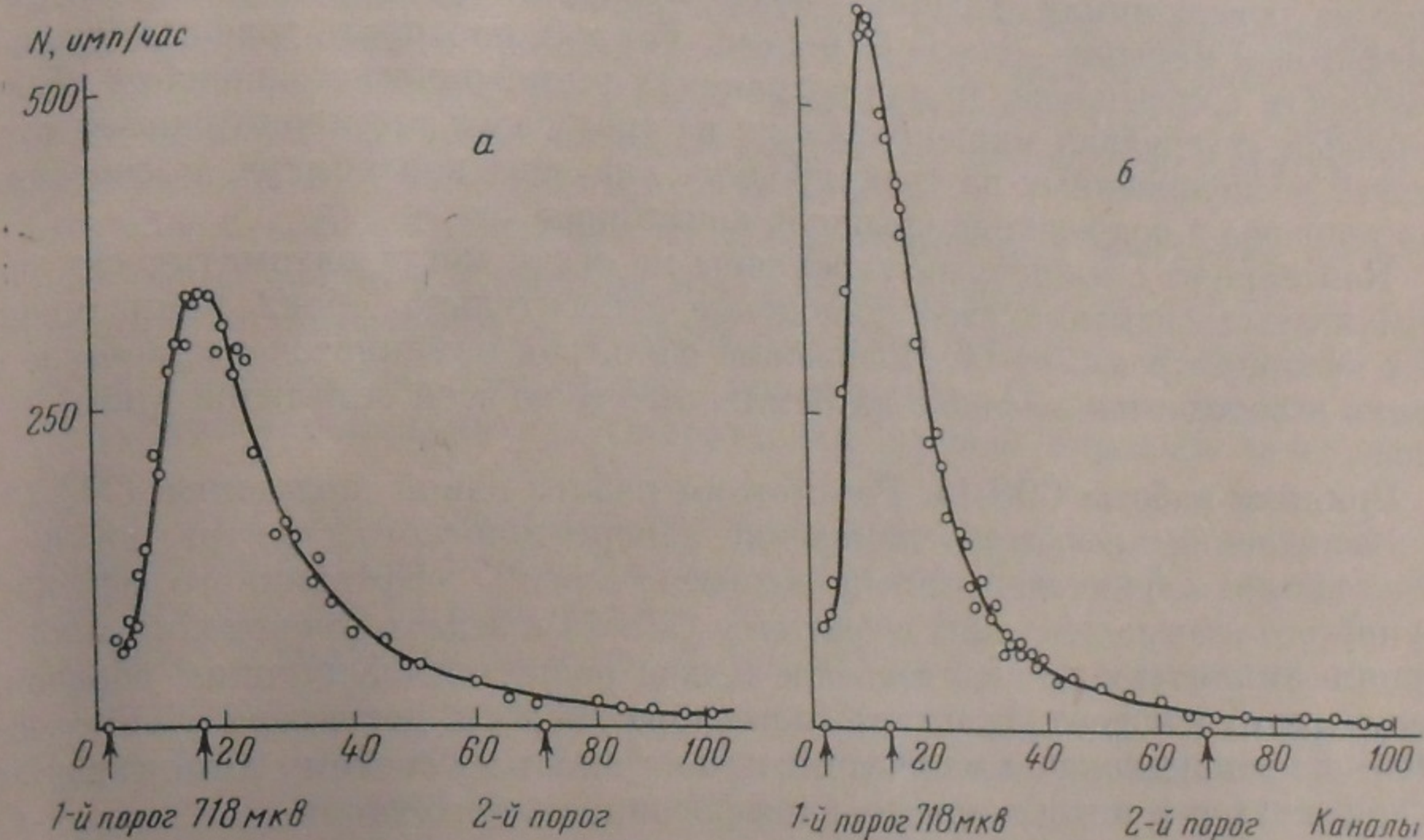


Рис. 10. Спектры амплитуд импульсов от верхнего (а) и нижнего (б) пропорционального счетчиков, полученные при регистрации μ -мезонов на уровне моря.

Обозначения те же, что и на рис. 8

ления одинаковое стабилизированное напряжение ~ 1750 в. При этом выходной импульс, создаваемый одиночной релятивистской частицей, проходящей через счетчик, составляет 720 мкВ.

Специальная проверка показала, что газовое усиление во всех отсеках в обоих счетчиках одно и то же с точностью $\pm 10\%$.

Распределение амплитуд импульсов, создаваемых μ -мезонами космических лучей, проходящих через пропорциональные счетчики, которые были установлены в приборе СЭЗ-14, показано на рис. 10. Несколько разное положение максимумов распределений в верхнем и нижнем счетчиках связано с разными коэффициентами усиления усилителей, соединенных с соответствующими счетчиками.

В приборе СЭЗ-14 однозарядные релятивистские частицы регистрируются в том случае, если создаваемые ими в пропорциональных счетчиках импульсы заключены в «окне», ограниченном 1-м и 2-м порогами (значения их указаны на рис. 10). При выбранных величинах 2-го порога около 10% однозарядных частиц оказывается вне «окна». Так как для регистрации частицы требуется, чтобы в обоих счетчиках импульс был в пределах «окна», то эффективность регистрации однозарядной частицы двумя пропорциональными счетчиками составляет 80%. Вероятность имитации α -частицы протоном (одновременное возникновение в обоих счетчиках импульсов, лежащих за 2-м порогом) составляет около 1%. Вероятность того, что релятивистская α -частица создает в одном из счетчиков импульс, лежащий в «окне», равна 10%. Поэтому вероятность регистрации α -частицы, как

протона (в обоих счетчиках импульс от α -частицы лежит в «окне») около 1%.

Следует отметить, что примесь α -частиц в потоке частиц, регистрируемых как однозарядные, не существенна при измерении эффективного сечения неупругого взаимодействия, так как такие частицы в детекторе взаимодействий всегда будут давать импульс, лежащий за 2-м порогом, т. е. за пределами «окна» для одиночных однозарядных частиц.

Мишени. Полиэтилен и графит помещены в легкие контейнеры, сделанные из дюралюминия. Толщина полиэтиленового фильтра около 35 г/см^2 , графитовой мишени — около $30,6 \text{ г/см}^2$. Так как плотность графита больше плотности полиэтилена, то для сохранения геометрического подобия обеих мишеней углеродная мишень состоит из трех слоев примерно равной толщины, расположенных на трех уровнях: на дне контейнера, в середине контейнеров и под верхней крышкой контейнера.

Контейнеры с мишенями укреплены на оси и могут автоматически поворачиваться, изменяя свое положение относительно обоих ионизационных калориметров СЭЗ-14. Положение фильтров изменяется по команде с Земли и передается по радио на Землю вместе со всей остальной информацией.

Принцип работы СЭЗ-14. Рассмотрим работу одной половины СЭЗ-14.

Выполнение программы измерений (энергетического спектра, химического состава первичных частиц разных энергий, эффективного сечения неупругого взаимодействия) сводится в СЭЗ-14 к задаче проведения многомерного амплитудного анализа. Эта задача решается следующим образом. Импульсы от каждого детектора (детектора энергии, детектора взаимодействий) и пропорциональных счетчиков поступают на систему амплитудных дискриминаторов интегрального и дифференциального типов.

В частности, от ионизационного калориметра импульсы поступают на 9 дискриминаторов интегрального типа, разбивающих весь диапазон энергоседелений в ионизационном калориметре от 10^{10} до 10^{14} эв на 8 одинаковых (в логарифмической шкале) интервалов.

Условно припишем каждому дискриминатору индекс E_i ($i = 1 \div 9$). Если при работе дискриминатора E_i работают одновременно оба сцинтилляционных счетчика (III и VI), т. е. частица проходит в телесном угле ионизационного калориметра, тогда вырабатывается дополнительный сигнал, условно обозначаемый E_{c_i} .

Импульсы от детектора взаимодействий воздействуют на дифференциальный дискриминатор, выделяющий импульсы, ограниченные 1-м и 2-м порогами (см. рис. 8). Этот дискриминатор выделяет случаи прохождения через детектор взаимодействий одной однозарядной частицы. (Везде речь идет о релятивистских частицах.) Условно обозначим срабатывание этого дискриминатора индексом N_1 .

Если импульс от детектора взаимодействий превышает 2-й порог, то он воздействует на интегральные дискриминаторы N_k , где $k = 2 \div 9$. Индексам k соответствуют следующие числа частиц в ливне n , проходящем через детектор взаимодействий (см. таблицу).

k	2	3	4	5	6	7	8	9
n , частиц	≥ 2	≥ 50	≥ 200	≥ 500	$\geq 10^3$	$\geq 3 \cdot 10^3$	$\geq 10^4$	$\geq 3 \cdot 10^4$

Импульсы от каждого пропорционального счетчика воздействуют на дифференциальные дискриминаторы, выделяющие разные группы ядер. Обозначим работу j -го дискриминатора через Z_j' ; Z_j'' (один и два штриха

соответственно относятся к верхнему и нижнему пропорциональным счетчикам, $j = 1 \div 8$). Z_1' и Z_1'' соответствуют частице с зарядом 1, т. е. это 2-м порогами (см. рис. 10):

Z_2' и Z_2'' — «окно», выделяющее α -частицы;
 Z_3' и Z_3'' — «окно», выделяющее группу ядер Li, Be, B;
 Z_4' и Z_4'' — «окно», выделяющее группы ядер C, N, O и далее группы более тяжелых ядер.

Если в обоих каналах пропорциональных счетчиков одновременно в пределах разрешающего времени, равного 6 мксек, сработали дискриминаторы одного и того же номера j , тогда вырабатывается сигнал Z_j , означающий, что в обоих счетчиках импульс, созданный прошедшей частицей, соответствует одному и тому же интервалу зарядов.

Сигналы E_{c_i} , N_k , Z_j (назовем их «элементарными») поступают на различные схемы двойных и тройных совпадений, регистрирующих различные комбинации «элементарных» сигналов. Комбинации $Z_j E_{c_i}$, дающие нам интегральный энергетический спектр, запоминаются в пересчетных ячейках — «оперативной памяти». Оперативная память опрашивается раз в 8—9 сек.

Результаты опроса фиксируются в «долговременной памяти» частиц с зарядом группы Z_j ($j = 2 \div 8$). Для протонов Z_1 ($j = 1$) предусмотрена особая программа измерений.

Тройные совпадения сигналов $Z_1 N_1 E_{c_i}$ ($i = 1 \div 9$) дают поток протонов с энергией $\geq E_i$, движущихся в телесном угле установки и проходящих фильтр без взаимодействия. Совпадения элементарных сигналов Z_1, N_2, E_{c_i} дают поток протонов разных энергий, движущихся в телесном угле установки и взаимодействующих в фильтрах.

Геометрический фактор одной половины СЭЗ-14 для регистрации частиц, проходящих через пропорциональный счетчик и нижнее основание ионизационного калориметра, равен $420 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$.

При столь большой светосиле каждой половины СЭЗ-14 число событий с энергоседелением в ионизационном калориметре E_{c_i} ($E_{c_i} \sim 10^{12}$ эв) столь велико, что индивидуальный анализ всех параметров отдельной частицы невозможен. Поэтому для E_i ($i = 1 \div 5$) различные комбинации совпадений «элементарных» сигналов подсчитываются и запоминаются в системе «долговременной памяти», которая опрашивается в сеансы связи ИСЗ с Землей.

События, соответствующие частицам с энергией $\geq E_{c_i}$ достаточно редки, поэтому возможно для каждой частицы с E_{c_i} ($i \geq 6$) индивидуально зарегистрировать значения Z' , Z'' и Z и значение N_k .

Такой метод позволяет по результатам записи проверить правильность работы аппаратуры электронных схем сравнения сигналов Z_i' и Z_i'' и выработки сигнала Z_i , электронных схем, вырабатывающих сигнал E_{c_i} (по крайней мере для $i \geq 6$), неизменность чувствительности детектора взаимодействий, стабильность ряда других параметров. В целях сопоставления статистического и индивидуального методов отбора и регистрации событий случаи с энергией E_{c_5} регистрируются обоими методами.

Для изучения вида энергетического спектра всех частиц отдельно выводится информация о числе частиц разных энергий, падающих на ионизационный калориметр по всем направлениям E_i ($i = 1 \div 9$). При этом теряется информация о природе частиц, однако резкое увеличение светосилы прибора (почти в 60 раз) позволяет измерять энергетический спектр всех частиц до энергий $\sim 10^{14}$ эв.

Информация E_i выводится на «оперативную память» (пересчетные ячейки), которая опрашивается один раз в 13 мин. и после опроса отправляется в «долговременную память».

Авторы признательны Г. А. Скуридину за большую помощь в работе и Л. С. Александрову, В. В. Бугакову, Б. М. Волченкову, И. С. Инжеваткину, О. М. Коврижных, Е. В. Королько, В. В. Матросову, Ю. В. Минееву, Л. Г. Мищенко, А. С. Муратову, Б. М. Новожилову, Н. Г. Рябовой, Л. Г. Смоленскому, Е. А. Сысоеву, Ю. В. Тригубову, В. Я. Ширяевой, В. Ф. Щербакову, Ю. А. Элькину, Ж. Д. Юрченко, Б. А. Яковлеву и Б. М. Яковлеву — за участие в разработке, настройке и проведении эксперимента.

Дата поступления
30 января 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Григоров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скудин. Космич. исслед., 2, № 5, 724, 1964.
2. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скуридин. Докл. на Междунар. конф. по космическим лучам, Лондон, сентябрь 1965.
3. Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенко, Г. А. Скуридин. Докл. на XVI Междунар. астронавтическом конгрессе, Афины, сентябрь 1965.

Н. Л. Григоров, В. Е. Нестеров, И. Д. Рапопорт,
И. А. Савенко, Г. А. Скуридин, А. Ф. Тименков

ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА И СОСТАВА ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА ИСЗ «ПРОТОН-1» И «ПРОТОН-2»

Приводятся экспериментальные результаты измерения энергетического спектра протонов в области энергий 10^{10} — 10^{13} эв и спектра всех частиц (сумма протонов и тяжелых ядер) в области энергий $6 \cdot 10^{10}$ — $1,5 \cdot 10^{14}$ эв.

Интегральный спектр всех частиц в диапазоне энергий $6 \cdot 10^{10}$ — 10^{14} эв квазистепенной с показателем $\gamma = 1,74 \pm 0,06$.

Измеренный спектр протонов в области энергий 10^{10} — $5 \cdot 10^{11}$ эв подобен спектру всех частиц. При энергиях $\geq 10^{12}$ эв показатель степени интегрального спектра протонов равен 2,3—2,5.

Проводится анализ возможных методических эффектов, способных увеличить крутизну спектра протонов. Показано, что рассмотренными методическими эффектами нельзя объяснить результаты измерений.

Вид энергетического спектра частиц первичных космических лучей и их состав в широком интервале энергий является важной характеристикой, знание которой необходимо не только в связи с изучением собственно космических лучей: решением проблемы их происхождения, изучением процессов, сопутствующих их распространению в Галактике. Эта характеристика широко привлекается в многочисленных попытках выяснения основных механизмов взаимодействия первичных частиц высоких и сверхвысоких энергий с атомными ядрами земной атмосферы и рождения в этих взаимодействиях вторичных частиц высокой и сверхвысокой энергии.

Поэтому выяснению вида энергетического спектра в наименее изученном интервале энергий 10^{11} — 10^{14} эв в последние годы посвящено много экспериментальных работ. В ряде работ авторы пытаются по спектру вторичного космического излучения, наблюдаемого в нижней части атмосферы (мюонам [1], ядерно-активным частицам [2]), восстановить спектр первичных космических лучей. Такой косвенный метод базируется на определенных моделях образования вторичных частиц и, в лучшем случае, может дать только вид спектра, не решая вопроса о химическом составе первичных космических лучей в области высоких и сверхвысоких энергий.

Наиболее непосредственные данные о виде энергетического спектра первичных частиц в области энергий $\sim 10^{11}$ — 10^{13} эв были получены методом эмульсионных камер, содержащих слои ядерной эмульсии и тяжелого вещества (свинца, вольфрама), которые экспонировались на высотах 25—30 км [3—5].

В исследованиях с помощью эмульсионной камеры по существу измерялся энергетический спектр электронно-фотонных каскадов, генерируемых в веществе камеры частицами первичных космических лучей. Чтобы перейти к спектру самих первичных частиц, авторы делали предположение