

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

**С. Н. Вернов, В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова,  
Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин**

**ВВЕДЕНИЕ**

Изучение состава ядерной компоненты и энергетических спектров различных групп ядер первичного космического излучения существенно как с точки зрения теории происхождения космических лучей, так и для изучения элементарных актов взаимодействия первичных частиц высокой энергии с ядрами атомов в атмосфере.

Согласно имеющимся в настоящее время данным в состав первичной компоненты космических лучей входят протоны,  $\alpha$ -частицы и, в значительно меньшем количестве, более тяжелые ядра. Распределение по зарядам ядер с  $Z > 2$  еще недостаточно изучено и в отношении состава так называемой ядерной компоненты космических лучей имеется ряд вопросов, подлежащих экспериментальному исследованию. Большая часть работ по исследованию ядерной компоненты космического излучения выполнена в верхних слоях атмосферы, где остаточный слой вещества над установкой составляет примерно  $15 \text{ г/см}^2$ . Это приводит к тому, что истинный состав первичной компоненты за границей атмосферы может быть получен из непосредственных измерений только путем пересчета. Для такого пересчета необходимо надежно знать относительное число легких ядер, возникающих в результате разрушения более тяжелых ядер при прохождении их через остаточный слой атмосферы над установкой. Для устранения необходимости пересчета следует измерения интенсивности потоков ядер с различным  $Z$  проводить непосредственно за границей атмосферы. Использование для этой цели ракет не может дать удовлетворительных результатов, так как интенсивность потока ядер с  $Z > 2$  невелика и за весьма ограниченное время пребывания ракеты вне атмосферы будет получено слишком мало данных.

Совершенно новые возможности в направлении исследования ядерной компоненты космических лучей открываются в связи с запуском искусственных спутников Земли. Установка аппаратуры на искусственном спутнике Земли позволит набрать необходимый статистический материал для определения слабых по интенсивности потоков ядер.

Одним из наиболее важных вопросов, относящихся к составу ядерной компоненты космических лучей, является вопрос о количественном соотношении между потоками легких ядер Li, Be, B и ядер C, N, O, F. Знание этого соотношения важно потому, что по всей вероятности ядра Li, Be, B, средняя распространенность которых во вселенной весьма мала, испускаются источниками космических лучей лишь в ничтожном количестве и наблюдаемые ядра Li, Be, B являются продуктами расщепления более тяжелых ядер при их взаимодействии с ядрами атомов межзвездной

среды. Задавшись определенными предположениями о пространственном распределении и мощности источников космических лучей и об условиях распространения частиц космического излучения в межзвездной среде, можно получить значения отношения потоков различных групп ядер у Земли.

Сравнение полученного таким образом отношения с найденным в результате измерений может служить критерием правильности наших теоретических представлений. Так, например, теория, объясняющая образование космического излучения ускорением частиц в расширяющихся турбулизированных оболочках сверхновых звезд<sup>1</sup>, дает для соотношения между потоками ядер Li, Be, B и C, N, O, F значение  $\geq 0,1$ . Вследствие неточности ряда параметров, использованных при оценке, это значение может оказаться в несколько раз больше, однако теория находится в резком противоречии с предположением, что оно много меньше 0,1.

Данные различных авторов об относительном количестве ядер Li, Be, B и C, N, O, F в первичном потоке нередко противоречат друг другу и, кроме того, недостаточно надежны, так как получены путем пересчета к границе земной атмосферы результатов измерений в стратосфере. Поэтому окончательное выяснение значения отношения потоков этих двух групп ядер за границей атмосферы остается существенной проблемой.

С помощью искусственного спутника Земли может быть также внесена ясность в вопрос о наличии в первичном потоке ядер с  $Z > 30$ . Так как сечение взаимодействия таких ядер очень велико, то даже в случае, если такие ядра есть в первичном потоке космического излучения, на высоте, где давление равно  $15-18 \text{ г/см}^2$ , они не будут наблюдаться. Никаких достоверных сведений о наличии ядер с  $Z > 30$  нет, но отдельные случаи их регистрации дают основания предполагать, что за границей атмосферы имеется заметный поток этих ядер. Если бы такое предположение экспериментально подтвердилось, то это имело бы весьма существенное значение для теории происхождения космических лучей. Действительно, в среднем во вселенной ядер с  $Z > 30$  очень мало<sup>2</sup>, и вследствие большого сечения взаимодействия они должны иметь сравнительно небольшой пробег в межзвездной среде. Поэтому обнаружение заметного числа таких ядер в первичной компоненте свидетельствовало бы об аномальном богатстве источников космических лучей тяжелыми элементами.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О СОСТАВЕ ПЕРВИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

После открытия в 1948 г. в составе первичных космических лучей заметного числа тяжелых ядер началось интенсивное изучение этой компоненты. Результаты экспериментов, проведенных до 1952—1953 гг., изложены в обзорах<sup>3,4</sup> и здесь кратко будут сообщены новые данные, которые получены за последние годы.

За последние несколько лет весьма сильно расширились наши сведения о первичном потоке космических лучей. Измерения потока  $\alpha$ -частиц и ядер с  $Z > 2$  проведены в большом интервале широт. Результаты измерений представлены в таблицах I и II. Из таблиц видно, что измерения, проведенные на одной и той же геомагнитной широте, не всегда находятся в согласии друг с другом. По-видимому, здесь существенную роль играют два обстоятельства: различие в применяемой методике и различие в географических координатах места наблюдения.

На значение последнего обстоятельства указывают недавние работы<sup>5,6</sup>, согласно которым в ряде случаев различие в величине потоков

тяжелых ядер, измеренных в разных пунктах на одной и той же геомагнитной широте, можно устранить, если считать, что геомагнитные координаты, определяемые на основе измерения магнитного поля Земли на поверхности, не соответствуют магнитному полю Земли, которое действует на частицы космических лучей. Это предположение согласуется с результатами работы <sup>7</sup> по измерению потока нейтронов в космических лучах на различных широтах, согласно которой геомагнитный экватор не совпадает с «магнитным экватором для космических лучей». К сожалению, отсутствуют систематические данные о величине потока первичных ядер в различных точках Земли, так как при измерениях применялась различная методика (фотоэмульсии, камеры Вильсона, пропорциональные, сцинтилляционные и черенковские счетчики), условия проведения экспериментов (географические и геомагнитные координаты, высота подъема, время и т. п.) были весьма разнообразны, а пересчет к границе атмосферы проводился при различных предположениях о величине используемых параметров.

В связи с этим необходимо провести систематические измерения первичных потоков ядерной компоненты космических лучей по всей поверхности Земли, применяя для этой цели однотипную аппаратуру. Эта задача может быть разрешена, по-видимому, только на искусственном спутнике Земли. Проведение таких экспериментов не только позволит более точно узнать абсолютные значения первичных потоков различных групп ядер, но в то же время даст возможность составить представление о характере магнитного поля Земли на больших расстояниях от ее поверхности, ибо траектории частиц космических лучей определяются именно удаленной от поверхности областью земного магнитного поля.

Несмотря на заметный разброс между приведенными в таблицах I и II абсолютными значениями потоков, оценка относительных значений потоков ядер на данной широте (т. е. ядер с данной энергией на

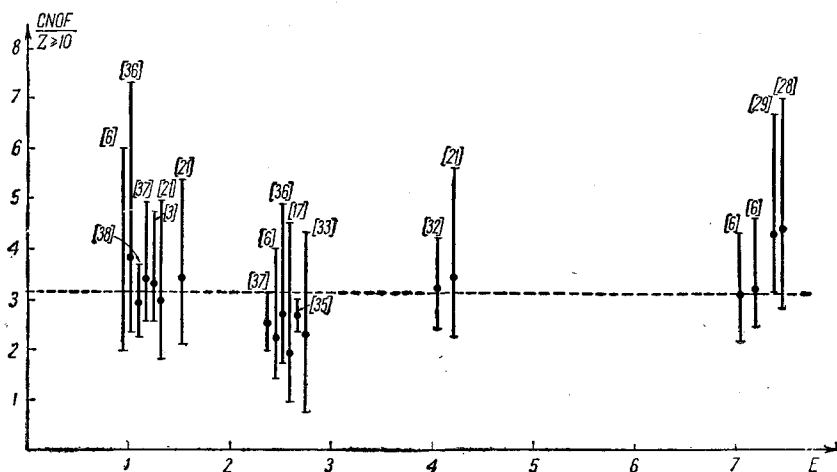


Рис. 1. Отношение потока ядер C, N, O, F к потоку ядер с  $Z > 10$ . Пунктирная линия — среднее значение отношения.

нуклон) может быть получена с удовлетворительной точностью, если для определения относительного содержания различных ядер в космических лучах брать значения потоков, полученные в одном и том же эксперименте. Таким образом, можно исключить все неопределенности, связанные с переходом от одного метода к другому. Сравнение найденных таким способом отношений приведено на рис. 1, 2 и 3, из которых видно,

Поток  $\alpha$ -частиц в первичном

№ п/п	Геомагн. широта	Географ. координаты или местоположение	Время проведения измерений	Полная энергия, $10^9$ эв/нуклон
1	0°	80° W	22. III. 1949	7,6
2	3°	80° E	1953	7,40
3	10°	90° W	6. IX. 1953	7,20
4	18°	80° E	1953	6,50
5	30°	80° W	2. IV. 1949	4,9
6	30°	80° W	1949	4,9
7	30°	19° N, 79° W	4. II. 1949	4,9
8	41°	90° W	17. II. 1950	2,75
9	41°	90° W	17. II. 1949	2,75
10	41°	39° 20' N, 7° 26' E	1953	2,75
11	41°	105° W	II. 1956	2,75
12	41°,5	105° W	2. II. 1954	2,75
13	41°,5	105° W	—	2,75
14	41°,5	105° W	6 и 9. II. 1954	2,75
15	41°,5	105° W	12. II. 1954	2,75
16	41°,5	105° W	} 17. I. 1955	2,75
17	41°,5	105° W		2,75
18	41°,5	105° W	12 и 19. I. 1955	2,75
19	41°,7	США	—	2,75
20	46°	10° E	14. IX. 1954	2,05
21	51°	80° W	29. V. 1949	1,60
22	51°	40° N, 76° W	29. V. 1949	1,60
23	55°	90° W	4. X. 1950	1,33
24	55°	90° W	16. IX, 20. X. 1952	1,33
25	55°	90° W	4. X. 1950	1,33
26	55°	90° W	12. IX. 1953	$E > 1,67 \pm 0,10$
27	55°	0°	9. VII. 1954	1,33
28	55°	—	—	1,33
29	55°	90° W	} 7. VII. 1955	1,33
30	55°	90° W		1,33

\*) Значение потока без учета расщеплений в атмосфере над установкой.

\*\*) Значение потока с учетом расщеплений.

Поток ( $\text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$ )	Методика измерений	Литер. ссылки
14	Малоэффективный счетчик	см. 16
$49 \pm 13$	Ионизацион. камера (интегральная)	9
$38 \pm 6$	Ионизацион. камера, управляемая счетчиками	10
$81 \pm 22$	То же	11
$60 \pm 10$	Фотоэмульсии	12
$72 \pm 15$	»	13
$90 \pm 30$	»	21
$110 \pm 20$	Пропорциональный счетчик	14
$140 \pm 60$	Малоэффективный »	8
$39 \pm 8,6$	Фотоэмульсии	15
$100 \pm 20$	»	22
$99 \pm 16$	Черенковский счетчик, управл. телескопом	16
$88 \pm 10$	Двойной сцинтилляционный счетчик	см. 5
$88 \pm 8$	Камера Вильсона, управл. черенковским счетчиком	17
$82 \pm 9$	Черенковский счетчик, управл. телескопом	18
$96 \pm 9^*)$	} Черенковский и сцинтилляц. счетчики, управл. теле- скопом	19
$87 \pm 9^{**})$		
$74 \pm 5$	Черенковский счетчик, управл. телескопом	20
$138 \pm 20$	Фотоэмульсии	21
$88 \pm 13$	»	5
$340 \pm 120$	»	12
$380 \pm 130$	»	21
$318 \pm 9$	Сцинтилляционный счетчик, управл. телескопом	23
$320 \pm 40$	Пропорциональный счетчик в телескопе	24
$292 \pm 32$	Фотоэмульсии	5
$135 \pm 20$	Камера Вильсона, управл. черенковским счетчиком	25
$186 \pm 21$	Фотоэмульсии	5
$320 \pm 36$	»	26
$305 \pm 25^*)$	Черенковский и сцинтилляц. счетчики, упр. телескопом	19
$292 \pm 25^{**})$	То же	

Поток ядер C, N, O F;  $Z \geq 10$ ;  $Z > 5$  в первичном.

№ п/п	Геомагн. широта	Географ. координаты или местоположение	Время проведения измерений	Полная энергия, $10^9$ эв/нуклон
1	3°	70° ÷ 90°	—	7,40
2	3°	80° E	X; XII.1950	7,40
3	10°	{ 90°20' ÷ ÷ 96°10' W }	IX.1953	7,20
4	10°			7,20
5	10°			7,20
6	10°	90° W	—	7,20
7	10°	90° W	—	7,20
8	30°	19°N, 79° W	4.II.1949	4,90
9	30°	80° W	3.II, 17.XI.1949	4,90
10	41°	10° E	24.VII.1953	2,75
11	41°	Восток США	26.IV, 8.V.1952	2,75
12	41°	90° W	—	2,75
13	41°	105° W	II.1956	2,75
14	41°,5	105° W	6.II, 9.II.1954	2,75
15	41°,5	105° W	12.I и 19.I.1955	2,75
16	41°,7	90° W	—	2,75
17	41°,7	90° W	—	2,75
18	41°,7	90° W	12.II.1951	2,75
19	41°,7	США	—	2,75
20	46°	10° E	14.IX.1954	2,05
21	51°	40°N, 76° W	29.V.1949	1,60
22	55°	44°N, 94° W	30.VII.1949	1,33
23	55°	90° W	—	1,33
24	55°	~ 90° W	24.IX.1950	1,33
25	55°	90° W	4.IX.1950	1,33
26	55°	90° W	4.IX.1950	1,33
27	55°	90° W	31.VII.1952	1,33
28	55°	~ 90° W	—	1,33
29	55°	~ 90° W	—	1,33
30	55°	0°	9.VII.1954	1,33
31	55°	90° W	12.X.1953	$E > 1,5$

- \*) Приведены данные измерений на высоте ~ 30 км.  
 \*\*) Фотоэмульсии поднимались на ракете. Отношение потока ядер C, N, O, F.  
 \*\*\*) Приведено значение потока ядер с  $Z > 2$ .

Таблица II

космическом излучении

Поток ( $\text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$ )			Методика измерений	Литер. ссылки
C, N, O, F	$Z \geq 10$	$Z > 5$		
$1,30 \pm 0,25$	$0,30 \pm 0,07$	$1,60 \pm 0,3$	Фотоэмульсии	28
$1,45 \pm 0,30$	$0,33 \pm 0,08$	$1,78 \pm 0,38$	»	29
$0,68 \pm 0,06$	$0,21 \pm 0,05$	$0,89 \pm 0,11$	»	6
—	$0,36 \pm 0,05$	—	»	30
—	—	$0,96 \pm 0,10$	»*)	см. 5
$2,3 \pm 0,5$	$0,44 \pm 0,08$	$2,74 \pm 0,58$	»	31
$1,1 \pm 0,2$	$0,36 \pm 0,06$	$1,46 \pm 0,26$	»	см. 6
$3,5 \pm 0,6$	$1,0 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,9$	»	21
$2,7 \pm 0,5$	$0,85 \pm 0,08$	$3,55 \pm 0,6$	»	32
$2,8 \pm 0,65$	$1,2 \pm 0,4$	$4,0 \pm 1,0$	»	33
—	—	$10,2^{+4,5}_{-3,4}$	Камера Вильсона, управл. пропорц. счетчиками	34
—	—	$7,4 \pm 1,3$	Фотоэмульсии **)	35
$5,5 \pm 0,8$	$2,6 \pm 0,5$	$8,1 \pm 1,3$	»	22
$7,4 \pm 1,7$	$4 \pm 2$	$11,4 \pm 3,7$	Камера Вильсона управл. черенковск. счетчиками	17
—	—	$9,2 \pm 1,2$	Черенковский счетчик, управл. телескопом	20
$7,1 \pm 1,3$	$2,6 \pm 0,9$	$9,7 \pm 2,2$	Фотоэмульсии	36
$6,7 \pm 1,2$	$3,0 \pm 1,0$	$9,7 \pm 2,2$	»	см. 6
$5,9 \pm 0,7$	$2,4 \pm 0,3$	$8,3 \pm 1,0$	»	37
—	$2,1 \pm 0,3$	—	»	см. 6
—	—	$6,8 \pm 0,5$	»	5
$12 \pm 3$	$3,5 \pm 0,7$	$15,5 \pm 3,7$	»	21
$11,0 \pm 2$	$3,0 \pm 1,0$	$14 \pm 3$	»	21
$15 \pm 1,5$	$4,5 \pm 1,0$	$19,5 \pm 2,5$	»	3
$14,4 \pm 1,4$	$4,2 \pm 1,0$	$18,6 \pm 2,4$	»	37
$12 \pm 1$	$4,2 \pm 0,9$	$16,2 \pm 1,9$	»	38
—	—	$17,6 \pm 1,4$	»	см. 5
—	$4,5 \pm 0,5$	—	»	39
$11,5 \pm 1,7$	$3,0 \pm 1,2$	$14,5 \pm 2,9$	»	36
$11,0 \pm 1,6$	$3,5 \pm 1,4$	$14,5 \pm 3,0$	»	см. 6
—	—	$15,2 \pm 2,2$	»	5
—	—	$38 \pm 12$ ***)	Камера Вильсона, управл. черенковск. счетчиком	25

к п потоку ядер с  $Z \geq 10$  в этих измерениях равно  $2,66 \pm 0,30$ .

что в пределах ошибок (нередко весьма больших) эти отношения не зависят от энергии частиц и в среднем равны  $N_{\text{He}}:N_{\text{C,N,O,F}}:N_{Z>10} \approx 53:3:1$ . Доля  $\alpha$ -частиц в первичном потоке ядер с данной энергией на нуклон составляет в среднем (для тех же случаев, что использованы на рис. 3)  $11 \pm 4,5\%$ .

Тот факт, что соотношение между потоками различных групп ядер в пределах ошибок не зависит от широты, указывает скорее на идентичность энергетических спектров различных групп ядер, чем на различие в них, как утверждается в заметке<sup>41</sup>. Однако точность данных, имеющих в нашем распоряжении, слишком мала, чтобы можно было сделать вполне достоверные выводы о тождественности энергетических спектров или, напротив, об их различии.

Таким образом, с точки зрения определения энергетического спектра различных групп ядер в первичном космическом излучении постановка экспериментов на искусственном спутнике Земли также сулит боль-

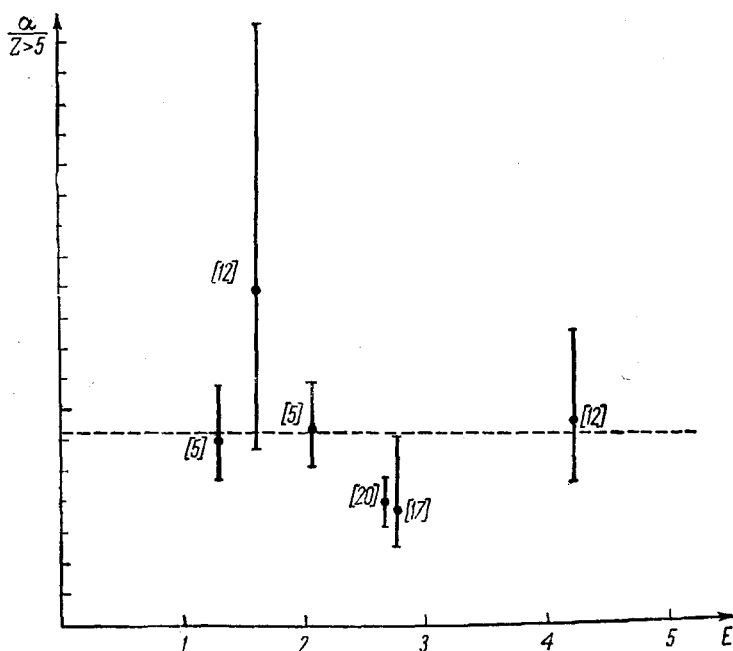


Рис. 2. Отношение потока  $\alpha$ -частиц к потоку ядер с  $Z > 5$ .

шие возможности, ибо будут найдены потоки частиц различной энергии (на различных широтах) при помощи одного и того же прибора, что, несомненно, повысит достоверность наших сведений об энергетическом спектре первичных ядер.

Одним из наиболее интересных вопросов, касающихся первичного космического излучения, является, как уже указывалось выше, определение количества ядер группы Li, Be, B. Даже в настоящее время еще нельзя считать окончательно решенным вопрос об относительном содержании этих ядер в первичном потоке космических лучей. Это видно из приведенной в таблице III сводки результатов различных авторов. В отношении измерения потока этой группы ядер особенно ясно сказалась важность выбора правильной методики. В результате работы<sup>36</sup> было выяснено, что каждый из двух различных методов идентификации следов частиц в фотоэмульсиях (определение плотности зерен с использованием эмульсий

малой чувствительности<sup>21</sup> и измерение одновременно плотности  $\delta$ -электронов и среднего угла многократного рассеяния<sup>38</sup>) приводит к ошибкам, если его применять для определения потока легких ядер, причем в первом случае происходит занижение, во втором — завышение по сравнению с истинной величиной потока. Наиболее чистыми следует, по-видимому, считать результаты, полученные в работе<sup>20</sup>. Однако во всех проведенных до сих пор экспериментах для получения потока за «границей» атмосферы необходимо было делать пересчет, при проведении которого использовались известные с малой точностью значения для сечений взаимодействия и вероятностей расщепления тяжелых ядер, сопровождающегося

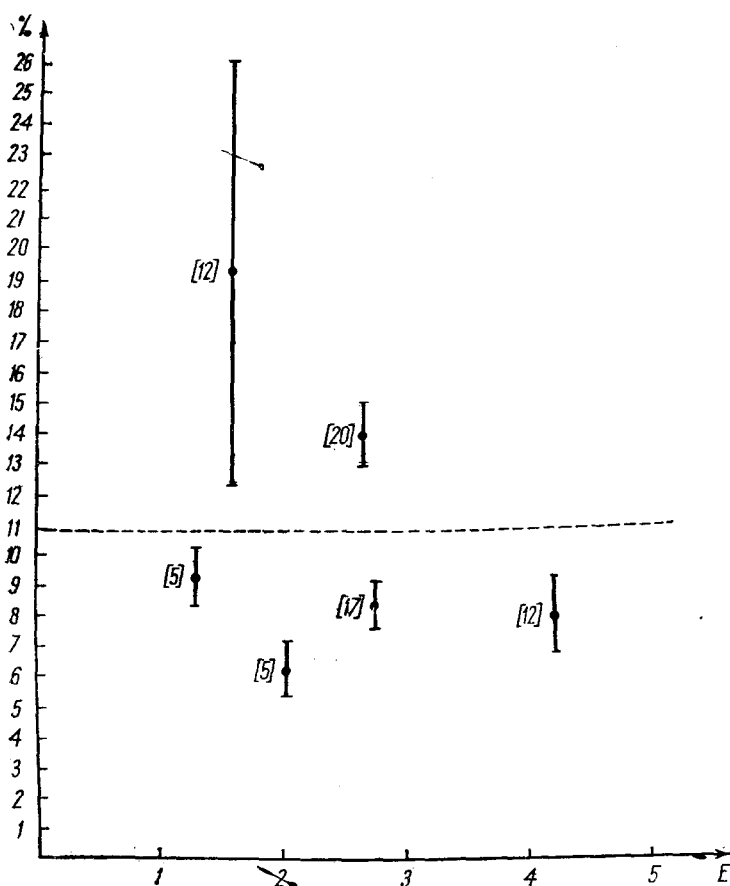


Рис. 3. Относительное число ядер гелия в первичном потоке частиц с данной энергией на нуклон.

испусканием осколков, представляющих собой ядра легких элементов. При этом следует иметь в виду, что на высотах, соответствующих давлению 15—18 г/см<sup>2</sup>, где обычно проводятся измерения, легкие ядра вторичного происхождения составляют более 60—70% всех легких ядер.

Таким образом, на этих высотах фактически измеряются потоки ядер Li, Be, B, появившиеся в результате расщепления более тяжелых первичных ядер. По этой причине остаются возможности для критики утверждения о присутствии в первичном потоке ядер Li, Be, B и необходимы эксперименты за границей атмосферы, чтобы окончательно решить этот вопрос.

Таблица III

Относительное количество ядер Li, Be, B в первичном потоке космических лучей

№ п/п	Геомагнит. координаты	Географические координаты или местоположение	Время проведения измерений	Полная энергия, $10^9$ эв/нуклон	Отношение потока ядер Li, Be, B к потоку ядер C, N, O, F	Методика измерений	Литер. ссылки
1	30°	80° W	1949	4,90	$0,21 \pm 0,06$ *)	Фотоэмульсии	13
2	40°	9° E	лето 1953	2,80	$\begin{cases} 0,40 \pm 0,30 ** \\ 0,85 \pm 0,31 \end{cases}$	»	33
3	41°	105° W	6.II, 9.II.1954	2,75	0,04	Камера Вильсона, управл. черенк. счетчиками	17
4	41°	Восток США	—	2,75	$\begin{cases} \geq 0,10 \\ \leq 0,5 \end{cases}$	Фотоэмульсии	40
5	41°	90° W	—	2,75	$\leq 0,55$	»	36
6	41°	США	—	2,75	$\leq 0,4$	Двойной сцинтилляц. счетчик	см. 36
7	41°	Восток США	26.IV, 8.V.1952	2,75	$\begin{cases} < 0,37 *** \\ \approx 0,05 \end{cases}$	Камера Вильсона, управл. пропорц. счетчиками	34
8	41°	90° W	—	2,75	$\leq 0,3$	Фотоэмульсии ****)	35
9	41°	105° W	II.1956	2,75	$\begin{cases} 0,64 ** \\ 0,76 \end{cases}$	Фотоэмульсии	22
10	41,°5	105° W	12.II.1954	2,75	$0,31 \pm 0,2$ *****)	Черенковск. счетчики, управл. телескопом	18
11	41,°5	105° W	12.I, 19.I.1955	2,75	$0,35 \pm 0,09$	То же	20
12	55°	~ 90° W	—	1,33	$0,46 \pm 0,15$	Фотоэмульсии	36
13	55°	90° W	4.IX.1950	1,33	~ 0,79	»	27
14	55°	90° W	4.IX.1950	1,33	$1,25 \pm 0,20$	»	38

\*) Приведено отношение потоков на высоте 20 г/см<sup>2</sup>.

\*\*) Два ряда значений соответствуют различным величинам параметров, использованным при пересчете к границе атмосферы.

\*\*\*) Приведено отношение потока ядер Li, Be, B к потоку ядер с  $Z > 5$ .

\*\*\*\*) Фотоэмульсии поднимались на ракете.

\*\*\*\*\*) Приведено отношение потока ядер Li, Be, B к потоку ядер с  $Z > 5$ , измеренное на высоте 15 г/см<sup>2</sup>.

# МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗУЧЕНИЮ СПЕКТРА ЯДЕР ПО ЗАРЯДАМ В ПЕРВИЧНОМ КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Большая часть наших сведений о потоках ядер с различным  $Z$  получена в результате применения фотоэмульсий, поднимаемых на шарашондах до высот 20—30 км. Фотоэмульсии дают возможность при определении заряда каждого ядра досконально исследовать поведение ядра в эмульсии и определять одновременно с величиной потока сечение взаимодействия. При использовании этого метода почти полностью устраняется возможность спутать многозарядную частицу с другими явлениями (ядерным расщеплением, ливнем и т. п.). Однако при наличии частиц умеренной энергии метод фотоэмульсий может привести к ошибкам в измерении заряда. В некоторых случаях эффективность регистрации определенных групп ядер может отличаться от 100% и по этой причине распределение ядер по зарядам может весьма сильно искажаться. С этой точки зрения предпочтительнее такие методы, в которых не происходит какой-либо дискриминации частиц по отношению к их заряду или массе. К числу таких методов относится использование счетчиков частиц, в которых электрический импульс, возникающий при прохождении через него заряженной частицы, зависит от величины заряда частицы. Применение такого рода приборов на искусственном спутнике Земли имеет еще то преимущество по сравнению с фотоэмульсиями, что позволит передавать информацию на Землю по радио. Это обстоятельство облегчает общую обработку данных и в особенности обработку с целью изучения вариаций интенсивности, определения энергетического спектра и т. п. Отпадает также необходимость сбрасывания со спутника и последующих розысков на Земле приборов, регистрирующих космические лучи.

Методы, основанные на ионизации среды быстрыми заряженными частицами, обладают тем недостатком, что частицы с небольшим  $Z$  и сравнительно малой скоростью могут имитировать релятивистскую частицу с большим  $Z$ . Это связано с тем, что ионизация возрастает как с увеличением заряда, так и с уменьшением скорости. По этой причине трудно, а иногда и невозможно, измерить достаточно точно поток ядер с  $Z > 2$ , так как протоны и  $\alpha$ -частицы малых энергий, число которых может превышать число исследуемых ядер, будут создавать ионизацию, соответствующую пролету более тяжелого релятивистского ядра. Это замечание касается и пропорциональных счетчиков, и импульсных ионизационных камер, и сцинтилляционных счетчиков. Такого же рода ошибка создается ядерными расщеплениями в веществе счетчика, ибо при этом вылетают медленные, сильно ионизующие частицы, и появляющийся в результате на выходе счетчика сигнал будет имитировать пролет релятивистской многозарядной частицы.

Прибором, свободным от указанных выше недостатков, является счетчик, в основе которого лежит использование излучения Вавилова — Черенкова (черенковский счетчик)<sup>46</sup>. Черенковский счетчик состоит из детектора (прозрачное вещество), фотоумножителя и усилителя. В детекторе при прохождении заряженных частиц с достаточно большой скоростью (больше скорости света в этом веществе) возникает излучение Вавилова — Черенкова. Последнее, как известно, обладает тем свойством, что угол между направлением частицы и испускаемого ею излучения определяется соотношением  $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ , где  $\beta = \frac{v}{c}$ ;  $v$  — скорость частицы,  $c$  — скорость света,  $n$  — показатель преломления вещества детектора. Следовательно, минимальное значение скорости регистрируемой частицы равно  $\beta_{\min} = \frac{1}{n}$ , и частицы, обладающие скоростью, меньшей  $\beta_{\min}$ , не будут

регистрироваться черенковским счетчиком. Поэтому, в отличие от ионизационной камеры, пропорционального и люминесцентного счетчиков, черенковский счетчик не регистрирует ядерных расщеплений и нерелятивистских частиц. Интенсивность вспышки черенковского излучения пропорциональна квадрату заряда  $Z^2e^2$  частицы, прошедшей через детектор, зависит от скорости  $\beta$ , показателя преломления вещества детектора  $n$ , а также от длины пути частицы в детекторе:

$$\Delta N = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{hc^2} \Delta\nu \left( 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) l,$$

где  $\Delta N$  — число фотонов в интервале частот  $\Delta\nu$ , испущенных на пути  $l$  (см),  $e$  — элементарный заряд,  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная Планка. (Предполагается, что показатель преломления для данного интервала частот постоянен.) Таким образом, при одной и той же скорости ядер  $\beta$  и одном и том же пути  $l$  величина вспышки пропорциональна  $Z^2$ , что позволяет, регистрируя амплитуды вспышек черенковского излучения, исследовать спектр ядер по зарядам в первичном космическом излучении.

Так как магнитное поле Земли не допускает на широты ниже  $40^\circ$  частицы, со скоростью меньшей  $0,94 c$ , то при проведении измерений в интервале широт  $\pm 40^\circ$  все частицы будут иметь, примерно, одинаковую скорость. Постоянство же путей в детекторе можно в известных пределах обеспечить, задав направление регистрируемых частиц телескопом из счетчиков и регистрируя на выходе фотоумножителя только те импульсы от вспышек в детекторе, которые сопровождались срабатыванием счетчиков телескопа.

Для получения надежного результата по измерению спектра ядер указанным методом необходимо обеспечить:

1. Постоянство интенсивности световой вспышки в детекторе при пролете частиц, обладающих одним и тем же  $Z$ .

2. Наименьший разброс амплитуд импульсов на выходе фотоумножителя при регистрации световых вспышек данной интенсивности.

3. Регистрацию как можно большего числа частиц за время эксперимента (статистика).

4. Сведение до минимума роли побочных эффектов таких, как ливни, вторичные релятивистские ядра с малым  $Z$ , появившиеся в результате разрушения первичных более тяжелых ядер при взаимодействии с веществом детектора и частями установки над ним.

Выполнение этих требований должно привести к хорошему разрешению отдельных пиков (принадлежащих разным  $Z$ ) на кривой распределения частиц по зарядам.

Основным источником разброса импульсов на выходе фотоумножителя являются флуктуации в числе фотоэлектронов, выбиваемых с фотокатода умножителя. Очевидно, что относительные флуктуации будут тем меньше, чем больше число фотоэлектронов. Поэтому весьма существенны вопросы эффективного сбора света на фотокатод, прозрачности детектора и эффективности фотокатода. Так как число фотонов в вспышке пропорционально длине пути, проходимого частицей в детекторе, то можно было бы увеличивать число фотонов, увеличивая размеры детектора. Однако размеры детектора ограничены, так как в веществе детектора будет происходить образование ядер легких элементов в результате расщепления более тяжелых ядер. Наиболее пригодным материалом для изготовления детекторов в нашем случае является плексиглас, обладающий показателем преломления  $n=1,5$  и высокой прозрачностью в области длин волн более  $\approx 3500 \text{ \AA}$ .

При выборе типа фотокатода умножителя необходимо наилучшим образом согласовать спектральные характеристики фотокатода со спектральным составом излучения Вавилова — Черенкова. Наиболее подходящим с этой точки зрения является сурьмяно-цезиевый фотокатод. На рис. 4 показано спектральное распределение излучения Вавилова — Черенкова, спектральная характеристика типичного сурьмяно-цезиевого катода и зависимость от длины волны числа фотоэлектронов, испускаемых этим фотокатодом под действием излучения Вавилова — Черенкова. При использовании плексигласового детектора и сурьмяно-цезиевого фотокатода эффективной для регистрации является область длин волн от 3800 до 5000 Å.

Рассмотрим вопрос о флуктуациях импульсов на выходе фотоумножителя. Даже в случае отсутствия какого-либо разброса в интенсивности световых вспышек для частиц с данным  $Z$  импульсы на выходе умножителя будут получаться различными из-за статистических флуктуаций в числе фотоэлектронов, выбиваемых с фотокатода, и флуктуаций в числе электронов вторичной эмиссии. В общем случае распределение в числе фотоэлектронов описывается законом Пуассона<sup>47</sup>. Однако при большом числе фотоэлектронов (практически при  $n \approx 10$ ) распределение Пуассона достаточно точно описывается зависимостью вида

$$f(n) = Ae^{-\frac{(n - \bar{n})^2}{2\bar{n}}},$$

где  $n$  — число выбитых с катода умножителя электронов,  $\bar{n}$  — среднее значение  $n$ ,  $A$  — нормировочный множитель. Полуширина  $p$  кривой распределения, т. е. ее ширина на половине максимальной высоты, равна  $p = 2\sqrt{2\bar{n} \ln 2} \approx 2,35 \sqrt{\bar{n}}$ . Относительная полуширина кривой распределения, равная отношению  $p$  к среднему числу электронов  $\bar{n}$ , есть  $\Pi = \frac{2,35}{\sqrt{\bar{n}}}$ .

Для того чтобы пики, принадлежащие ядрам с различными  $Z$ , хорошо разрешались, необходимо, чтобы относительная полуширина кривой распределения для однозарядной частицы составила примерно 50% (рис. 5).

Это требование накладывает ограничение на толщину плексигласового детектора, которая должна быть не менее 2 см. В то же время, как указывалось выше, толщину детектора нельзя сильно увеличивать из-за

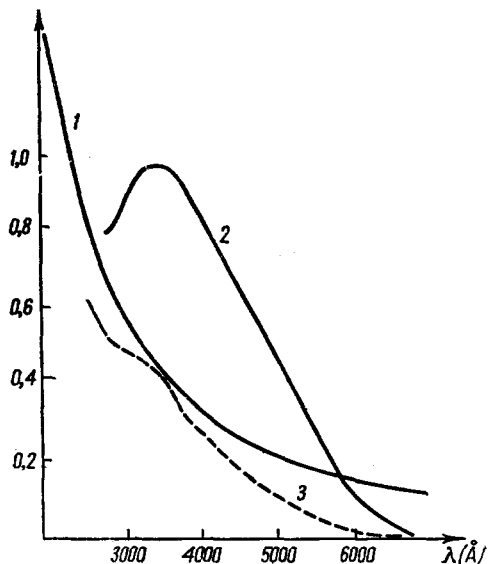


Рис. 4. 1 — спектральное распределение излучения Вавилова — Черенкова; 2 — спектральная характеристика сурьмяно-цезиевого фотокатода; 3 — число фотоэлектронов, испускаемых сурьмяно-цезиевым фотокатодом под действием излучения Вавилова — Черенкова (масштаб по оси ординат для указанных кривых произволен).

расщепления первичных ядер в веществе детектора. В связи с этим оптимальный размер детектора будет 3—4 см.

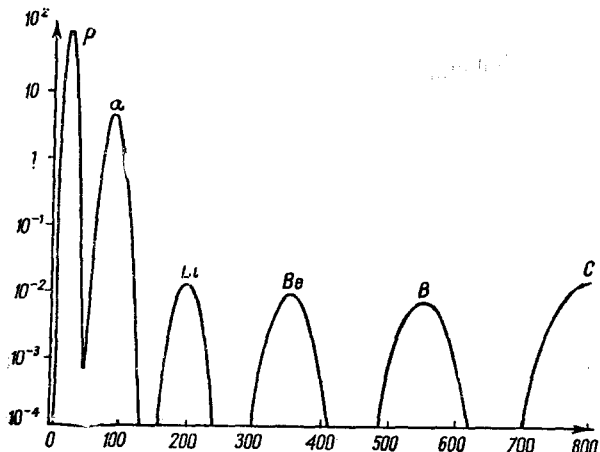


Рис. 5. Кривые распределения амплитуд импульсов на выходе черенковского счетчика (полуширина кривой распределения для однозарядных частиц принята равной 50%).

Поперечные размеры детектора в случае, когда он соединен с катодом умножителя так, как показано на рис. 6, определяются размерами фотокатода. Поперечные размеры детектора желательно иметь наибольшими, чтобы получить максимальное число зарегистрированных ядер. Помимо большой площади фотокатода, для набора большой статистики необходимо иметь наибольший телесный угол, в котором лежат направления регистрируемых частиц. Однако величина этого телесного угла ограничивается допуском на разброс путей частиц в детекторе. Помимо разброса в длине пути, проходимого частицами в детекторе, неравенство интенсивностей световых вспышек излучения Вавилова — Черенкова, вызываемого прохождением частиц с данными  $Z$ , обусловлено также и другими причинами. Прежде всего интенсивность вспышки зависит от скорости частицы и, хотя  $\beta$  заключено в сравнительно узких пределах, это все же приведет к значительному расплыванию пиков, соответствующих каждому значению  $Z$ . Оценка показывает, что если распределение частиц по

энергиям имеет вид  $N(>E) = \frac{A}{E^{1,2}}$ , то для однозарядных частиц с  $\beta \geq 0,66$  (что соответствует минимальной скорости, при которой частица вызывает излучение Вавилова — Черенкова в детекторе с  $n = 1,5$ ) получается расплывание кривой распределения, показанное на рис. 7. Однако для низких широт  $\beta_{\text{ин}}$  будет определяться магнитным полем Земли, отсеивающим частицы с малой скоростью, и расплывание кривой распределения будет не столь велико.

Эффективная площадь детектора и допуск на разброс путей определяют выбор телескопического устройства, его геометрический фактор\*), а следовательно, и полное число частиц, регистрируемых

(Продолжение в выпуске 16)

\*) Геометрический фактор  $\Gamma$  телескопа, состоящего из двух рядов счетчиков площадью  $S_1$  и  $S_2$ , определяется как произведение площади одного ряда счетчиков на величину телесного угла, под которым виден второй ряд. Геометрический фактор имеет размерность *стерад.*  $\cdot$   $\text{см}^2$  и равен  $\Gamma \approx \frac{S_1 S_2}{R_{12}^2}$ , где  $R_{12}$  — расстояние между рядами, причем  $R_{12}^2 \gg S_1$  и  $S_2$ .

установкой за данный промежуток времени. Телескоп должен быть таким, чтобы ни одна частица, прошедшая через телескоп, не проходила через детектор, задевая его лишь частично.

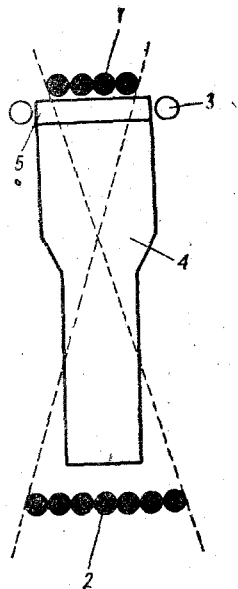


Рис. 6. Схематическое изображение установки для регистрации ядер первичного космического излучения. 1, 2 — счетчики телескопа, выделяющего направление частицы; 3 — боковые счетчики, дающие отметку в случае прихода боковых ливней; 4 — фотоумножитель; 5 — детектор излучения Вавилова — Черенкова. Зачерненные счетчики 1 и 2 включаются в схему двукратных совпадений; кроме того, фиксируется срабатывание более чем одного счетчика в каждой из групп 1 и 2, чтобы исключить случаи прохождения через установку ливней.

Для получения числа частиц, регистрируемых установкой, достаточно их поток, выраженный в числе частиц на  $\text{стерад} \cdot \text{см}^2$ , умножить на значение геометрического фактора установки  $G$ . Если выбрать геометрический фактор установки равным  $5 \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}$ , то на основе результатов, приведенных в таблицах I и II, можно получить следующую

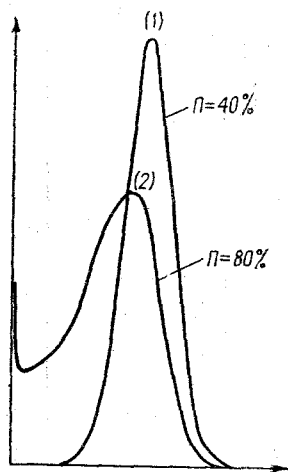


Рис. 7. Кривые распределения для  $Z = 1$  без учета влияния распределения по скоростям (1) и с учетом этого влияния (2).

статистику регистрируемых ядер: для  $Z \geq 6$  семь, а для  $Z = 2$  50 ядер в час.

Таким образом, например, за неделю наблюдений можно зарегистрировать примерно 1000 ядер с  $Z \geq 6$ , 7000  $\alpha$ -частиц и соответствующее число ядер Li, Be, B. Предполагаемые опыты по исследованию спектра ядер предусматривают регистрацию дифференциального спектра ядер по  $Z$  в интервале от  $\alpha$ -частиц до кислорода. Подобный метод возможен лишь в том случае, если установка может разрешать каждый пик, относящийся к различным значениям  $Z$ .

\* \* \*

Возможность установки на искусственном спутнике Земли приборов, регистрирующих космические лучи, открывает большие перспективы в постановке новых задач по исследованию первичного потока. К числу такого рода задач следует отнести измерение потока первичных протонов, выяснение роли «альbedo» земной атмосферы, определение нижнего предела для потока электронно-позитронной компоненты, изучение взаимодействий первичных частиц с веществом, изучение временных вариаций интенсивности космических лучей, энергетического спектра и др. В связи с упомянутыми выше проблемами мы сделаем несколько замечаний.

Уже опыты, поставленные на искусственном спутнике Земли для измерения первичного потока ядер, дадут возможность получить еще целый ряд дополнительных сведений о свойствах первичных космических лучей, в частности, о вариациях интенсивности потока различных групп ядер.

Вопрос о вариациях интенсивности ядерной компоненты принадлежит к числу тех, ответ на которые не получен до сих пор, ибо результаты наблюдений нельзя согласовать друг с другом, что наглядно показано в таблице IV. Вполне возможно, что вообще не существует регулярных суточных вариаций интенсивности тяжелых ядер, но, по-видимому, имеются определенные флуктуации интенсивности, характер и причины которых пока еще не ясны. Проведение непрерывных и длительных изме-

Таблица IV

Данные о суточных вариациях интенсивности ядерной компоненты первичного потока космических лучей

№ п/п	Географ. широта	Дата полета	Высота, г/см <sup>2</sup>	Методика эксперимента	Отношение величины потока ночью к величине потока днем	Литер. ссылки
1	41°	26.IV.1952 8.V.1952	17,6 14,3	Камера Вильсона, упр. пропорцион. счетчиками	$0,86 \pm 0,16^*)$	34
2	55°	31.X.1949	45	Фотоэмульсии	$0,48 \pm 0,14$	42
3		30.XI.1949	87	»	$0,33 \pm 0,12$	
4		22.V.1950	15	»	$0,39 \pm 0,04$	
5	55°	26.X.1949	23-25	»	$\geq 0,3; \leq 0,5$	43
6	55°	4.X.1950	10	Сцинтил. счетч., упр. телескопом	$1,44 \pm 0,18^*)$	23
7	55°	13.IV.1950	14	Фотоэмульсии	1	32
8	55°	17.VIII.1951	29	Ионизац. камера	$1 \pm 0,13$	44
9	55°	31.VII.1952 28.VIII.1952	18,5 30	Фотоэмульсии	Поток оставался постоянным в пределах $\pm 20\%$ за 20 часов	39
10	55°	4.VI.1952	17	»	$1,25 \pm 0,09^{**})$	45

\*) Отношение величины потока в послеполуденное время к величине потока в утренние часы.

\*\*) Отношение величины потока в 13 часов к средней величине потока за время с 10 ч. 30 м. до 15 ч. 30 м.

рений интенсивности потоков различных групп ядер при помощи аппаратуры, установленной на спутнике, позволит наилучшим образом решить вопрос о вариациях ядерной компоненты, позволит определить, потоки каких групп ядер подвержены вариациям, как они связаны с вариациями интенсивности протонов и т. п. Регистрация интенсивности «дифференциальным» методом, т. е. каждой группы ядер в отдельности, может дать более ясные сведения о вариациях интенсивности ядерной компоненты, нежели «интегральный» метод регистрации изменений суммарной ионизации, создаваемой всем первичным космическим излучением.

Весьма важным является вопрос об энергетическом спектре косми-

ческих лучей как протонов, так и более тяжелых ядер. В области энергий до  $30 \cdot 10^9$  эв для протонов и до  $15 \cdot 10^9$  эв на нуклон для частиц с  $Z \geq 2$  распределение по энергиям можно определить на основе измерений широтного эффекта. Однако и в этом случае ряд обстоятельств (например, отсутствие сведений о характере магнитного поля на больших расстояниях от поверхности Земли, наличие вторичных частиц, вылетающих из атмосферы Земли) затрудняет получение достоверных данных об энергетических спектрах первичных частиц. В области высоких и сверхвысоких энергий положение еще более тяжелое: единственным источником сведений о частицах с энергией больше  $10^{12}$  эв являются широкие атмосферные ливни. Определение спектра первичных частиц на основе изучения распределения по величине широких атмосферных ливней связано с целым рядом предположений и по этой причине недостаточно достоверно и неоднозначно. В связи с этим весьма перспективной представляется постановка на борту искусственного спутника Земли приборов для непосредственного измерения энергетического распределения частиц большой энергии. В качестве возможного метода решения этой задачи можно использовать измерение ионизаций, создаваемой частицами электронно-фотонного ливня, образованного частицей большой энергии в слое поглотителя над ионизационной камерой<sup>48</sup>. Число частиц (а следовательно, и создаваемая ими ионизация) в определенных пределах пропорционально энергии первичной частицы. Таким образом, используя импульсную ионизационную камеру и фиксируя величину толчка, создаваемого в ней частицами электронно-фотонного ливня, можно найти энергию первичной частицы и, собрав достаточный статистический материал, определить энергетический спектр первичных частиц в области высоких энергий. Оценка показывает, что установка площадью  $300 \text{ см}^2$  за неделю зарегистрирует около 300 частиц с энергией  $10^{13}$  эв.

Другой вопрос, связанный с исследованием частиц сверхвысоких энергий, состоит в том, сохраняется ли при энергиях  $10^{12} \div 10^{14}$  эв соотношение между потоками протонов и более тяжелых ядер, наблюдаемое в области умеренных энергий. В настоящее время совершенно неизвестен состав космических лучей в области сверхвысоких энергий. Поэтому неясно, создаются ли широкие ливни с очень большим энерговыделением протонами или ядрами. Ответить на этот важный вопрос (см., в частности,<sup>1</sup>) можно будет, по-видимому, лишь поставив соответствующий эксперимент на искусственном спутнике Земли. Даже в том случае, если основная доля широких ливней создается протонами, а поток ядер с энергией  $E > 10^{12}$  эв невелик, можно надеяться, что на спутнике удастся набрать достаточно богатый статистический материал для определения величины этого потока. При этом для регистрации ядер с  $E > 10^{12}$  эв можно использовать комбинацию черенковского счетчика, с помощью которого будет определяться заряд частицы, и описанное выше устройство, позволяющее оценить энергию частицы.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН 62, вып. 2, 37 (1956).
2. H. E. Suess, H. C. Urey, Rev. Mod. Phys. 28, 53 (1956).
3. Б. Петерс, Сборник «Физика космических лучей», под ред. Дж. Вильсона, т. I, ИЛ, М., 1954, стр. 155.
4. М. И. Фрадкин, УФН 53, 305 (1954).
5. G. J. Waddington, Nuovo Cim. 3, 930 (1956).
6. R. E. Danielson, P. S. Freier, J. E. Naugle, E. P. Ney, Phys. Rev. 103, 1075 (1956).
7. J. A. Simpson, K. B. Fenton, J. Katzman, D. C. Rose, Phys. Rev. 102, 1648 (1956).
8. S. F. Singer, Phys. Rev. 80, 47 (1950).

9. M. A. Pomerantz, J. Franklin Inst. 258, 443 (1954).
10. G. W. McClure, Phys. Rev. 96, 1691 (1954).
11. M. A. Pomerantz, Phys. Rev. 95, 1691 (1954).
12. L. Goldfarb, H. L. Bradt, B. Peters, Phys. Rev. 77, 751 (1950).
13. B. Peters, Proc. Indian Acad. Sci. A40, 230 (1954).
14. G. J. Perlow, L. R. Davis, C. W. Kissinger, J. D. Shipman, Phys. Rev. 88, 321 (1952).
15. A. De Marco, A. Milone, M. Reinharz, Nuovo Cim. 3, 1150 (1956).
16. N. Horwitz, Phys. Rev. 98, 165 (1955).
17. J. Linsley, Phys. Rev. 101, 826 (1956).
18. W. R. Webber, F. B. McDonald, Phys. Rev. 100, 1460 (1955).
19. F. B. McDonald, Phys. Rev. 104, 1723 (1956).
20. W. R. Webber, Nuovo Cim. 4, 1285 (1956).
21. H. L. Bradt, B. Peters, Phys. Rev. 77, 54 (1950).
22. J. H. Noon, A. J. Herz, B. J. O'Brien, Nature 179, 91 (1957).
23. E. P. Ney, D. M. Thon, Phys. Rev. 81, 1068 (1951).
24. L. R. Davis, H. M. Caulk, C. Y. Johnson, Phys. Rev. 101, 800 (1956).
25. J. Linsley, Phys. Rev. 97, 1292 (1955).
26. C. J. Waddington, Phil. Mag. 45, 1312 (1954).
27. K. Gottstein, Phil. Mag. 45, 347 (1954).
28. D. Lal, Y. Pal, M. F. Kaplon, B. Peters, Phys. Rev. 86, 569 (1952).
29. H. J. Taylor, M. Sitaramaswami, P. N. Krishnamoorthy, Proc. Indian Acad. Sci. A36, 41 (1952).
30. R. E. Danielson, P. S. Freier, J. S. Naugle, E. P. Ney, Phys. Rev. 96, 829 (1954).
31. R. F. Hourd, J. R. Fleming, J. J. Lord, Phys. Rev. 95, 647 (1954).
32. P. S. Freier, G. W. Anderson, J. E. Naugle, E. P. Ney, Phys. Rev. 84, 322 (1951).
33. H. Fay, Zs. f. Naturf. 10a, 572 (1955).
34. T. H. Stix, Phys. Rev. 95, 782 (1954).
35. H. Yagoda, Phys. Rev. 99, 1644 (1955).
36. M. F. Kaplon, J. H. Noon, G. W. Racette, Phys. Rev. 96, 1408 (1954).
37. M. F. Kaplon, B. Peters, H. L. Reynolds, D. M. Ritson, Phys. Rev. 85, 295 (1952).
38. A. D. Dainton, P. H. Fowler, D. W. Kent, Phil. Mag. 43, 729 (1952).
39. G. W. Anderson, P. S. Freier, J. E. Naugle, Phys. Rev. 94, 1317 (1954).
40. M. F. Kaplon, G. W. Racette, D. M. Ritson, Phys. Rev. 93, 914 (1954).
41. S. F. Singer, Bull. Amer. Phys. Soc. 2, № 1, 53 (1957).
42. J. J. Lord, M. Schein, Phys. Rev. 78, 484 (1950); Phys. Rev. 80, 304 (1950).
43. P. S. Freier, E. P. Ney, J. E. Naugle, G. W. Anderson, Phys. Rev. 79, 206 (1950).
44. G. W. McClure, M. A. Pomerantz, Phys. Rev. 84, 1252 (1951).
45. V. H. Yngve, Phys. Rev. 92, 428 (1953).
46. Проблемы современной физики, сер. 5, вып. 7, ИЛ, М., 1953.
47. В. Л. Грановский, Электрические флуктуации, М. — Л., ОНТИ, 1936.
48. О. Н. Вавилов, Comptes Rendus (Doklady) d'Acad. Sci. USSR 33, 3 (1941).