

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

629.195+523.165

**ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ  
ЛУЧЕЙ, ПРОВЕДЕННЫЕ НА СОВЕТСКИХ СПУТНИКАХ И РАКЕТАХ**

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

**СОДЕРЖАНИЕ**

Введение . . . . .	585
I. Исследования ядерной компоненты космических лучей на советских искусственных спутниках и космических ракетах . . . . .	586
1. Методика . . . . .	586
2. Химический состав космических лучей, потоки ядер различных групп и их энергетические спектры . . . . .	593
3. Вариации потока ядерной компоненты космических лучей и ядра солнечного происхождения . . . . .	617
II. Об использовании искусственных спутников и ракет для исследования первичного космического излучения . . . . .	634
4. Ядерная компонента галактических космических лучей . . . . .	634
5. Солнечные космические лучи и высоколатитное обрезание . . . . .	637
6. Электронно-позитронная компонента космических лучей . . . . .	639
Цитированная литература . . . . .	643

**ВВЕДЕНИЕ**

Использование искусственных спутников Земли открывает широкие перспективы в области исследования первичного космического излучения, в частности — ядерной компоненты космических лучей.

На советских спутниках и ракетах были установлены приборы для регистрации ядер с разными зарядами. Выполненные при помощи этих приборов измерения позволили получить данные о потоках различных групп ядер <sup>1-6</sup>, их энергетических спектрах <sup>1-5</sup>, а также о вариациях интенсивности ядерной компоненты космических лучей <sup>7-11</sup>.

В ходе исследований ядерной компоненты космических лучей были также получены некоторые данные, касающиеся радиационных поясов Земли (см. <sup>1, 12-15</sup>). Однако мы здесь этих результатов касаться не будем, поскольку изучению радиационных поясов на советских спутниках и космических ракетах посвящены в основном другие работы <sup>16-28</sup>; эта большая проблема заслуживает специального рассмотрения.

Цель настоящей статьи состоит в обсуждении результатов работ <sup>1-5, 7-11</sup> и в сопоставлении их с другими данными.

Помимо изложения экспериментального материала обсуждаются также задачи и некоторые возможности изучения космических лучей за границей атмосферы и вне магнитного поля Земли.

## I. ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА СОВЕТСКИХ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКАХ И КОСМИЧЕСКИХ РАКЕТАХ

Сведения о строении вселенной могут быть получены по трем независимым «каналам». Первый из них — оптический — известен с древнейших времен. Два других, связанных с приемом радиоизлучения астрономических объектов и регистрацией первичных космических лучей, стали использоваться сравнительно недавно. Если радиоастрономическими методами могут исследоваться отдельные галактики или галактические туманности, то анализ свойств первичных космических лучей не дает непосредственно сведений о положении их источников, так как в силу запутанности траекторий заряженных частиц в межзвездном пространстве космические лучи у Земли в первом приближении распределены изотропно. Тем не менее из данных о химическом составе первичных космических лучей могут быть получены весьма существенные сведения о процессах их генерации в источниках и условиях распространения в космосе<sup>29-31</sup>.

Следует также подчеркнуть, что космические лучи играют большую роль в процессах, протекающих во вселенной. Достаточно сказать, что плотность энергии галактических космических лучей одного порядка с плотностью кинетической энергии межзвездного газа и с плотностью энергии магнитных полей в межзвездном пространстве. При этом около половины энергии космических лучей<sup>29-30</sup> приходится на долю многозарядных ядер.

Таким образом, исследование состава первичных космических лучей имеет не только первостепенное значение для теории их происхождения, но необходимо и для понимания процессов эволюции Галактики. В частности, весьма важными являются исследования ядерной компоненты галактических космических лучей.

Одним из преимуществ исследований ядерной компоненты на спутниках и космических ракетах является возможность проводить длительные измерения под очень малыми толщинами вещества над аппаратурой. Это особенно важно для тяжелых ядер, сильно поглощающихся атмосферой (так, для ядер железа с кинетической энергией 300 Мэв/нуcléon ионизационный пробег в воздухе составляет всего лишь около  $5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ).

При помощи приборов, установленных на советских спутниках и космических ракетах, исследовался состав космических лучей под толщиной вещества, не превышающей  $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  (вне земной атмосферы). Космические ракеты дали возможность провести измерения и вне магнитного поля Земли. В этом разделе дано краткое описание аппаратуры для исследования ядерной компоненты космических лучей, применявшейся на советских космических ракетах и кораблях-спутниках. Полученные результаты обсуждаются и сопоставляются с данными других исследований.

### 1. М е т о д и к а

Для исследования ядерной компоненты космических лучей на советских космических ракетах и кораблях-спутниках использовался в основном метод черенковских счетчиков. Величина импульса, возникающего в черенковском счетчике при прохождении через него ядра, пропорциональна  $Z^2$  — квадрату заряда ядра. При этом, в отличие от ионизационных камер или люминесцентных (спинтилляционных) счетчиков, черенковский счетчик регистрирует только достаточно быстрые ядра с минимальной скоростью  $v_{\min} = c/n$ , где  $c$  — скорость света и  $n$  — показатель преломления вещества детектора счетчика (при учете дисперсии под  $n$

нужно понимать максимальное значение  $n$  в используемом интервале длин волн). Поэтому черенковский счетчик не чувствителен к медленным

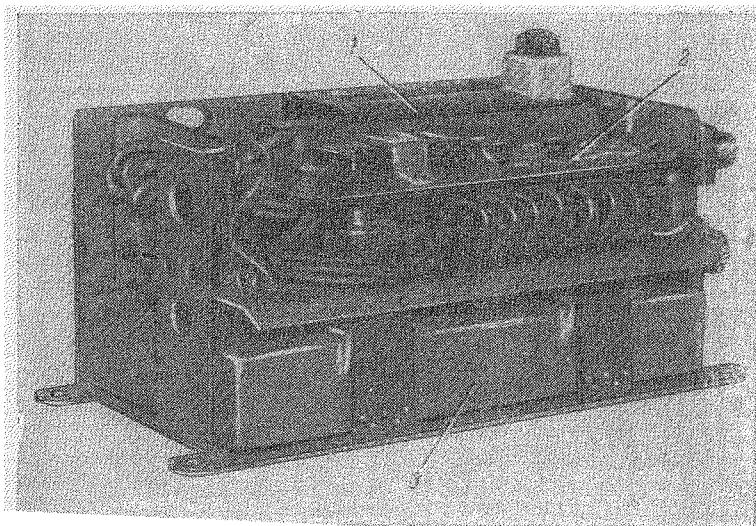


Рис. 1. Внешний вид одного из счетчиков интегрального типа.  
1 — Детектор с фотоумножителем (в чехле); 2 — входной каскад электронной схемы; 3 — батарея питания ФЭУ.

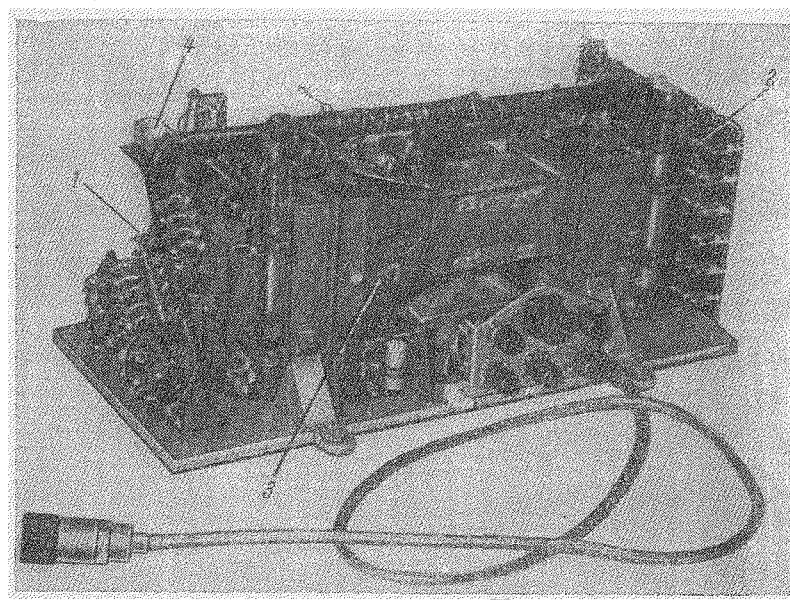


Рис. 2. Внешний вид черенковского счетчика дифференциального типа.  
1 — Верхний ряд счетчиков телескопа; 2 — нижний ряд; 3 — кожух, внутри которого расположены черенковский детектор и ФЭУ; 4 — охранные счетчики.

частицам и, в частности, он не регистрирует ядерные расщепления, продукты которых являются нерелятивистскими частицами (подробнее см. §2).

При измерениях использовались так называемые интегральные и дифференциальные черенковские счетчики.

Черенковские счетчики, регистрирующие все ядра с зарядом, превышающим заданное значение (например, с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 5$ ,  $Z \geq 15$  и т. д.), мы называем интегральными. Регистрация ядра в счетчиках этого типа осуществлялась, когда импульс в фотоумножителе (вызванный прохождением ядра через детектор) превышал некоторую заданную величину.

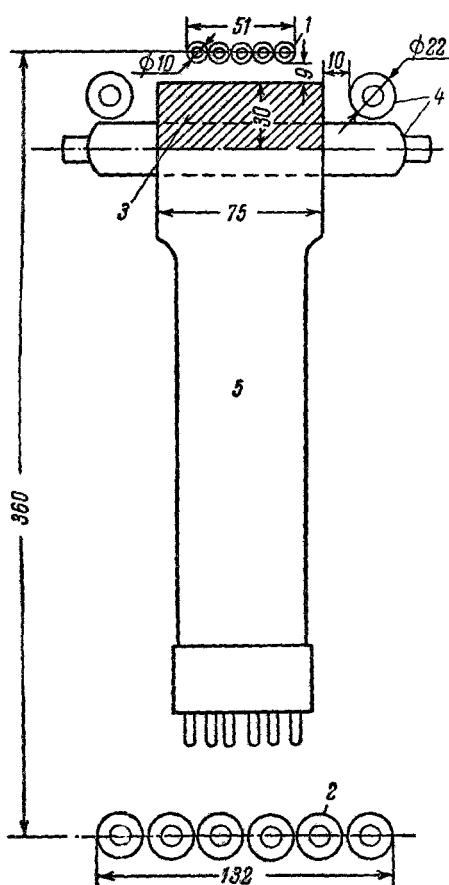


Рис. 3. Схематическое изображение счетчика дифференциального типа (размеры указаны в мм).

1 — Верхний ряд счетчиков телескопа,  
2 — нижний ряд; 3 — черенковский детектор;  
4 — охранные счетчики, 5 — фотоумножитель.

счетчика дифференциального типа показан на рис. 2, а на рис. 3 дано его схематическое изображение. Поскольку величина импульса пропорциональна длине пути ядра в детекторе, в счетчиках дифференциального типа нужно отбирать ядра, проходящие в узком телесном угле, так, чтобы их пути в детекторе не сильно отличались друг от друга. Такой отбор осуществлялся при помощи двух рядов газоразрядных счетчиков, включенных на совпадения («телескоп» для регистрации космических лучей). Измерение импульса в черенковском счетчике производилось только в том случае, если срабатывала схема совпадений, т. е. частица проходила в телесном угле телескопа (разрешающее время схемы совпадений составляло примерно  $2 \cdot 10^{-5}$  сек). Для выделения тех случаев, когда регистрация ядра

превышала некоторую заданную величину. При этом регистрировался факт прохождения ядра с зарядом, превышающим заданное значение, но не измерялась амплитуда импульса и, следовательно, не измерялся заряд индивидуального ядра.

Применявшиеся счетчики воспринимали ядра, приходящие из широкого телесного угла, и обладали довольно большой светосилой («геометрическим фактором»); поэтому такими счетчиками удобно регистрировать ядра, потоки которых малы. Интегральные счетчики могут быть использованы также для регистрации изменений потоков во времени и в зависимости от положения прибора в пространстве (например, для измерения широтного хода интенсивности различных групп ядер).

Счетчики интегрального типа были установлены на 3-м искусственном спутнике, на 2-й и 3-й космических ракетах, а также на борту 2-го и 3-го кораблей-спутников. Описание применявшегося в этих исследованиях интегрального черенковского счетчика и радиотехнических устройств дано в <sup>32</sup>. Внешний вид одного из применяющихся счетчиков интегрального типа показан на рис. 1.

Счетчики для измерения дифференциального спектра ядер по зарядам регистрировали амплитуду импульса, вызываемого прохождением каждого ядра через детектор, и, таким образом, заряд этого ядра. Такие счетчики мы называем дифференциальными. Внешний вид черенковского

сопровождалась «ливнем» частиц, служила система «отметок». В случае, когда в нижней группе счетчиков происходил разряд более чем одного счетчика, появлялась так называемая «нижняя отметка», если же происходил разряд более чем одного счетчика в верхнем ряду или в одном из «охраных» счетчиков, расположенных около детектора вне телесного угла телескопа, то появлялась «верхняя отметка».

Счетчики дифференциального типа были установлены на втором и третьем кораблях-спутниках.

Для определения потоков каждой из регистрируемых счетчиком групп ядер по скорости счета соответствующих каналов необходимо знание геометрического фактора счетчика, с учетом условий собирания света в детекторе.

Вследствие направленности черенковского излучения собирание света зависит от направления прихода ядра и при заданном пороге часть ядер, дающих излучение, направленное в сторону от фотокатода умножителя, не будет регистрироваться. При определенных предположениях о собирании света в детекторе геометрический фактор может быть вычислен и, следовательно, можно будет получить величины потоков регистрируемых групп ядер.

Верхняя торцевая поверхность черенковских детекторов в счетчиках дифференциального типа была зачернена, а боковая поверхность алюминирована. Поэтому ядра, проходившие через детектор в направлении от нижней группы счетчиков телескопа к верхней, не регистрировались вследствие поглощения света верхней торцевой поверхностью. Геометрический фактор телескопа  $\Gamma$  определяется площадью каждой из групп счетчиков ( $S_1$  и  $S_2$ ) и расстоянием  $R_{12}$  между ними. В случае, когда обе группы счетчиков — квадраты ( $S_1 = a_1^2$ ,  $S_2 = a_2^2$ ) с взаимно параллельными сторонами, геометрический фактор можно вычислить по формуле

$$\Gamma = 4R_{12}^2 \int_{\xi_1}^{\frac{\pi}{4}} d\xi \int_{\frac{a_1-a_2}{R_{12} \sin \xi}}^{\frac{a_1}{R_{12} \cos \xi}} \Phi(\eta, \xi) \eta d\eta,$$

где

$$\xi_1 = \operatorname{arctg} \frac{a_1 - a_2}{a_1},$$

$$\Phi(\eta, \xi) = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4,$$

$$\Phi_1 = \frac{\eta \cos \xi}{\sqrt{1 + \eta^2 \cos^2 \xi}} \operatorname{arctg} \frac{k \sqrt{1 + \eta^2 \cos^2 \xi}}{1 + \eta^2 - k \eta \sin \xi},$$

$$\Phi_2 = \frac{k - \eta \sin \xi}{\sqrt{1 + (k - \eta \sin \xi)^2}} \operatorname{arctg} \frac{k \sqrt{1 + (k - \eta \sin \xi)^2}}{1 + k^2 + \eta^2 - k \eta (\cos \xi + 2 \sin \xi)},$$

$$\Phi_3 = \frac{k - \eta \cos \xi}{\sqrt{1 + (k - \eta \cos \xi)^2}} \operatorname{arctg} \frac{k \sqrt{1 + (k - \eta \cos \xi)^2}}{1 + k^2 + \eta^2 - k \eta (2 \cos \xi + \sin \xi)},$$

$$\Phi_4 = \frac{\eta \sin \xi}{\sqrt{1 + \eta^2 \sin^2 \xi}} \operatorname{arctg} \frac{k \sqrt{1 + \eta^2 \sin^2 \xi}}{1 + \eta^2 - k \eta \cos \xi}$$

(здесь  $k = a_1/R_{12}$ ).

Если  $S_1 \ll R_{12}^2$  и  $S_2 \ll R_{12}^2$ , то в первом приближении при любой форме  $S_1$  и  $S_2$  геометрический фактор можно вычислять по формуле

$$\Gamma \approx \frac{S_1 S_2}{R_{12}^2}.$$

Геометрический фактор дифференциальных счетчиков, применявшихся на 2-м и 3-м кораблях-спутниках, составлял  $\Gamma \approx 2,5 \text{ см}^2\text{стэр}$ .

Геометрический фактор интегрального счетчика вычислялся в предположении, что свет полностью воспринимается фотокатодом умножителя для всех ядер, приходящих из «верхней полусфера» (т. е. для тех ядер, направление движения которых составляет угол меньше  $90^\circ$  с нормалью к поверхности окна ФЭУ), а ядра, приходящие из «нижней полусфера», совсем не воспринимаются счетчиком, так как вызванное ими черенковское свечение направлено в сторону от фотокатода, а «верхнее» основание детектора не является отражающим. Аналитическое выражение и график для определения геометрического фактора приведены в <sup>32</sup>. Задавшись определенным видом энергетического спектра ядер, получим значение геометрического фактора для любой группы ядер, регистрируемой каналом с заданным порогом  $\Gamma$ .

Таблица I

Пороговый заряд $Z_{II}$	Ядра, дающие основной вклад в число отсчетов		Вычисленное значение $\Gamma$ ( $\text{см}^2\text{стэр}$ ) для порога $Z_{II}$ и ядер с зарядом $Z$		Значение $\Gamma$ , использованное для определения потока ядер с $Z \geq Z_{II}$
	символ	заряд $Z$	$n = 1, 2$	$n = 1, 6$	
2	He	2	26	24,5	26
5	C	6	24	22,5	30
	N	7	29	28	
	O	8	33,5	32	
	Ne	10	38	36,5	
15	Ca	20	26,5	26,5	33
	Cr	24	33	32	
	Fe	26	33,5	32,5	
	Ni	27	35	34	

В табл. I приведены значения геометрического фактора  $\Gamma$ , получающиеся при заданном значении порога  $Z_{II}$ , если регистрируются ядра с различным  $Z$  (черенковский детектор—цилиндр, высота и диаметр которого 26 м.м.). Расчет проведен для двух значений показателя степени  $n = \gamma - 1$  интегрального энергетического спектра вида  $N (> E) = AE^{-n}$  ( $\gamma$  — показатель для дифференциального спектра).

Вычисленные таким образом значения геометрического фактора слабо зависят от показателя энергетического спектра  $n$  и заряда ядер  $Z$ , дающих основной вклад в поток, регистрируемый данным каналом (с заданным значением  $Z_{II}$ ). Следовательно, можно преиебречь этой зависимостью и вычислить потоки различных групп ядер для некоторых средних значений  $n$  и  $Z$ .

В последнем столбце табл. I приведены значения геометрического фактора, использованные для определения потоков ядер с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 15$ . Эти значения  $\Gamma$  выбирались с учетом того, какая группа ядер может дать существенный вклад в поток. Так, например, в поток ядер с  $Z \geq 2$  основной вклад дают  $\alpha$ -частицы, а в поток ядер с  $Z \geq 5$  — ядра C, N, O.

Электронная схема приборов в случае счетчиков интегрального типа состояла из входного согласующего устройства, усилительного каскада, порогового устройства, пересчетной схемы, суммирующего устройства и выходного согласующего устройства. Считались все импульсы, превышавшие заданный порог.

В случае счетчика дифференциального типа электронная схема была значительно сложнее. Работа черенковского счетчика управлялась телескопом из газоразрядных счетчиков, что осуществлялось при помощи схем совпадений и схемы пропускания («ключа»). В случае срабатывания более

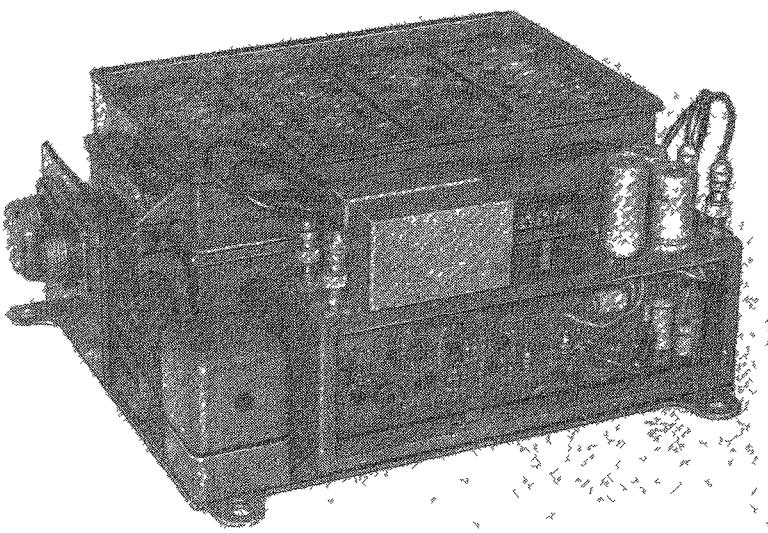


Рис. 4. Внешний вид электронной схемы счетчика дифференциального типа.

чем одного счетчика (в каждой из групп счетчиков телескопа) давалась специальная отметка, для формирования которой служили схема отбора и схема совпадения. Импульс от ФЭУ усиливался при помощи линейного канала усиления. После «ключевания» импульс затягивался, причем длительность этого затянутого импульса была пропорциональна амплитуде исходного импульса. Затянутый импульс преобразовывался формирующим устройством в пачку импульсов так, что число импульсов в пачке было пропорционально длительности затянутого импульса, а следовательно, амплитуде исходного сигнала. Эти импульсы считались пересчетной схемой, и данные об их числе в каждой пачке при помощи суммирующих устройств и выходных согласующих устройств передавались в радиотелеметрическую систему. Таким образом получались сведения об амплитуде каждого импульса в черенковском счетчике.

Внешний вид электронной схемы счетчиков дифференциального типа, применявшихся на советских космических кораблях, показан на рис. 4.

Черенковский счетчик дифференциального типа, давая сведения о каждой отдельной частице, проходящей через телескоп, позволяет построить распределение регистрируемых ядер по зарядам. В случае достаточно большой светосилы такие распределения можно строить для каждого небольшого интервала времени, для ограниченного интервала

Сопоставляя значения использованных нормировочных множителей, можно получить относительные величины потоков ядер с различными зарядами.

Для установки порогов интегральных черенковских счетчиков и для градуировки дифференциальных счетчиков использовались импульсы, создаваемые в черенковском детекторе  $\mu$ -мезонами и электронами космических лучей. Амплитуды этих импульсов обладают значительным разбросом, так как величина световой вспышки, вызываемой в детекторе однозарядной частицей, невелика и, следовательно, малое число фотоэлектронов, вырываемых с фотокатода ФЭУ, что приводит к заметным статистическим флуктуациям в регистрируемой амплитуде. Поэтому для каждого фотоумножителя снималось амплитудное распределение импульсов от однозарядных частиц. При этом черенковский счетчик помещался между газоразрядными счетчиками, образующими «телескоп» и расположенным так, чтобы выделить частицы, идущие в вертикальном направлении. Геометрия телескопа была такова, что все частицы, проходящие через два верхних и два нижних слоя счетчиков телескопа (включенных на четырехкратные совпадения), обязательно пронизывали детектор и путь их в детекторе был не меньше высоты детектора. При градуировке черенковских счетчиков дифференциального типа управляющим телескопом служил телескоп из газоразрядных счетчиков, входящий в состав прибора.

Настройка порогов интегральных счетчиков и градуировка дифференциальных счетчиков осуществлялась по среднему значению амплитуды импульсов, полученному из кривой амплитудного распределения для  $\mu$ -мезонов.

## 2. Химический состав космических лучей, потоки ядер различных групп и их энергетические спектры

Первичное космическое излучение, если речь идет о ядрах и протонах, характеризуется потоком частиц в заданном направлении, обладающих зарядом  $Z$ , атомным весом  $A$  и полной энергией на нуклон больше  $E$ . Эту величину обозначим через  $F(Z, A, E)$ ; она измеряется числом частиц на  $m^2$  в *стер.сек* \*). По имеющимся данным поток  $F$ , в пределах достигнутой точности 1–3%, вне области влияния земного магнитного поля не зависит от направления (другими словами, поток космических лучей изотропен)\*\*). Вследствие изотропии космических лучей не приходится обычно рассматривать зависимость функции  $F$  от углов (при измерениях на Земле  $F$  зависит от углов и места наблюдения, так как на космические лучи влияет земное магнитное поле, но эта зависимость в первом приближении может быть рассчитана на основе теории геомагнитных эффектов).

\*) Поток частиц в заданном направлении часто называют интенсивностью и обозначают буквой  $I$  (буквой  $F$  в этом случае обычно обозначают величину  $\int I d\Omega$ , где интегрирование ведется по телесному углу, отвечающему одной полусфере).

\*\*) Для галактических космических лучей можно ожидать анизотропии, достигающей десятых долей процента; речь идет о коэффициенте

$$\delta = (F_{\max} - F_{\min}) / (F_{\max} + F_{\min}),$$

см. 29,30. Имеются указания на то, что в годы солнечного минимума такая анизотропия действительно наблюдается<sup>33</sup>; ее измерение представляет большой интерес. Возможно, что с этой целью окажется целесообразным использовать спутники и ракеты, которые позволяют освободиться от атмосферных эффектов, а в случае орбит с большими апогеями также и от действия земного поля и влияния радиационных поясов (мы не касаемся здесь вопроса об анизотропии космических лучей в области сверхвысоких энергий; имеющиеся данные в этом случае не вполне определены<sup>34–36</sup>).

За последние два десятилетия в результате многочисленных измерений, проводившихся в стратосфере при помощи разнообразной методики, были выяснены основные свойства первичной компоненты космического излучения (см., например, <sup>29-37</sup>). Было установлено, что основную долю частиц первичного космического излучения составляют протоны и что в составе его имеются также многозарядные ядра. Однако данных о потоках ядер отдельных элементов, кроме протонов и  $\alpha$ -частиц, еще недостаточно и в большей части работ приводятся потоки только для групп ядер.

Ядра с зарядом  $Z \geq 3$  обычно подразделяются на следующие группы:

1. Легкие ядра с зарядом  $3 \leq Z \leq 5$  (группа  $L$ ).
2. Ядра средней группы с зарядом  $6 \leq Z \leq 9$  (группа  $M$ ).
3. Тяжелые ядра с зарядом  $Z \geq 10$  (группа  $H$ ).

Употребляется также обозначение  $S$  для группы ядер с зарядом  $Z \geq 6$  ( $S = M + H$ ). Для более детального анализа в группе  $H$  выделяют подгруппу  $VH$  ( $Z \geq 20$ ), а иногда подгруппы  $H_1$  ( $Z = 20 \div 28$ ),  $H_2$  ( $Z = 16 \div 19$ ) и  $H_3$  ( $Z = 10 \div 15$ ).

Потоки для отдельных групп также известны с небольшой точностью, особенно в отношении лития, бериллия и бора ( $L$ -группа), ядер с  $Z \approx \approx 18 \div 23$ , «сверхтяжелых» ядер с  $Z \approx 28 \div 30$  и т. д. Это объясняется целым рядом причин: наличием остаточного слоя атмосферы над аппаратурой, поднимаемой на шарах-зондах, сравнительно малыми экспозициями и различными методическими трудностями. Вместе с тем детализация зависимости потока ядер от  $Z$  представляется исключительно ценной с точки зрения всей проблемы происхождения космических лучей <sup>29-31</sup>. Выше уже подчеркивалось очевидное преимущество, связанное с использованием для этой цели космических аппаратов, состоящее в возможности наблюдать ядра без атмосферного фильтра.

Однако даже измерения вне пределов атмосферы не дают полных сведений о первичных галактических космических лучах, так как интенсивность и энергетический спектр последних отличаются от измеряемых вблизи Земли. Это различие обусловлено действием магнитного поля Земли и, по-видимому, также влиянием межпланетных магнитных полей в солнечной системе.

Воздействие магнитного поля на заряженные частицы космических лучей зависит от величины магнитной жесткости частиц

$$R = \frac{Apc}{Ze},$$

где  $A$  — атомный вес ядра,  $Z$  — его атомный номер,  $p$  — импульс каждого из нуклонов.

Магнитное поле Земли допускает приход на данную геомагнитную широту в определенном направлении только тех ядер, жесткость которых превышает определенную величину («жесткость обрезания»). Этим и обусловлена широтная зависимость интенсивности космических лучей. Значение жесткости отсекания для каждой геомагнитной широты дает теория геомагнитных эффектов.

Как известно из теории геомагнитных эффектов, над каждой точкой на Земле пространство можно разделить на три области: главный конус, конус Штернера и область пеноумбры. Эти области таковы, что для частиц с заданной жесткостью все направления, лежащие внутри главного конуса, разрешены, все направления, расположенные вне конуса Штернера, — запрещены, а в области пеноумбры разрешенные и запрещенные направления чередуются, образуя в достаточной мере запутанную картину. В зависимости от широты прозрачность области пеноумбры меняется, что сказы-

вается на величине пороговой жесткости обрезания. На рис. 6 показана зависимость от широты жесткости отсекания для частиц, приходящих по вертикали (кривая 1). Эта зависимость построена с учетом различной прозрачности области пленумбры на разных широтах. Кривые 2' и 3' представляют зависимость энергии отсекания ( $E$ ,  $\text{Бэв/нуклон}$ ) от геомагнитной широты для протонов и многозарядных ядер соответственно (в области средних и низких широт кривые 1 и 2 сливаются).

Более подробные сведения о геомагнитных эффектах можно найти в обзоре <sup>38</sup> и приведенной в нем литературе. Гораздо сложнее учесть влияние межпланетных магнитных полей в солнечной системе, о которых имеется еще мало данных. Известно, что интенсивность галактических космических лучей модулируется в пределах солнечной системы и что модуляция эта связана с деятельности Солнца (высокоширотное обрезание космических лучей, 11-летние вариации, спады интенсивности космического излучения типа Форбуша и др.). Подробно этот вопрос обсуждается в работах <sup>39</sup>, однако следует заметить, что общепринятой точки зрения на механизм модуляции пока еще не существует. Если, что всего вероятнее, модуляция космических лучей в солнечной системе целиком обусловлена магнитными полями, то при заданной жесткости (для частиц со скоростями  $v \approx c$ ) состав космических лучей, наблюдавший у Земли, должен соответствовать составу галактических космических лучей. Поэтому, когда речь идет о сравнении потоков различных компонент космических лучей, следует такие

сравнения производить при одинаковой жесткости регистрируемых ядер. Для всех многозарядных ядер  $A/Z \approx 2$ , и жесткость их одинакова при заданном значении импульса каждого из нуклонов (и следовательно, при заданной величине энергии, приходящейся на один нуклон ядра). Для протонов  $A/Z = 1$ , поэтому энергия протона при заданной жесткости отличается от энергии, приходящейся на один нуклон многозарядного ядра, обладающего той же жесткостью.

На рис. 7 показана зависимость полной энергии, приходящейся на нуклон, от величины жесткости  $R$  для протонов, ядер и электронов.

Спектры по жесткостям различных ядер, в том числе и протонов, в довольно широкой области значений  $R$  близки, если не вполне одинаковы. В соответствии с этим химический состав космических лучей остается постоянным в большом интервале значений жесткости.

Для многозарядных ядер ( $A/Z \approx 2$ ) это означает также одинаковость химического состава при различных значениях энергии, приходящейся на один нуклон ядра.

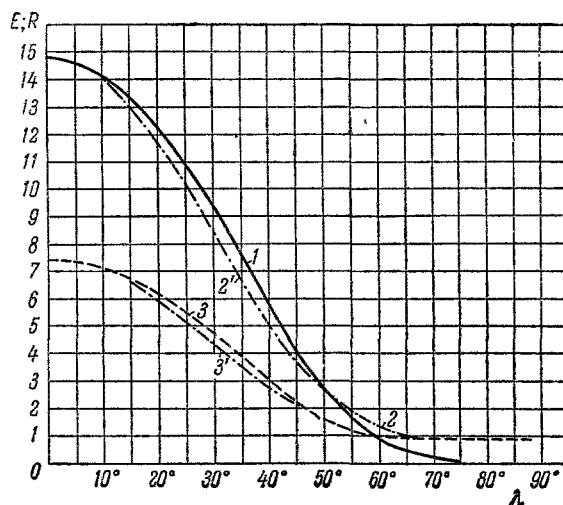


Рис. 6. Зависимость от геомагнитной широты минимальной величины жесткости  $R$  и полной энергии  $E$  для частиц, приходящих в вертикальном направлении.

1 — Жесткость  $R$ ; 2 — полная энергия протонов;  
3 — полная энергия (на нуклон) ядер; 2' и 3' — соответствующие кривые, построенные для случая широковского конуса.

Для протонов ( $A/Z = 1$ ) сравнение надо проводить при соответствующем значении жесткости. Так, по данным <sup>40</sup> отношение потоков протонов и  $\alpha$ -частиц, имеющих одинаковую жесткость, остается неизменным и равным  $F_p(R)/F_\alpha(R) = 7,0 \pm 0,2$  в области значений жесткости от  $R \approx 10^9 \text{ e}$  до  $R \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ e}$ . В то же время отношение потоков протонов и  $\alpha$ -частиц при данной энергии на нуклон увеличивается с ростом  $E$ , приближаясь к значению  $F_p(E)/F_\alpha(E) = 19,8 \pm 1,2$  (при  $E \gg Mc^2$ , когда отношение жесткостей протонов и  $\alpha$ -частиц становится не зависящим от  $E$ ). Для ядер с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 12 - 14$  одинаковость спектров при жесткостях от 3 до 15  $B_e$  наблюдалась, в частности, при измерениях широтного эффекта во время полетов советских кораблей-спутников (см. ниже).

До последнего времени измерения широтной зависимости интенсивности ядер производились при помощи аппаратуры, поднимаемой на шарах-зондах в различных точках земного шара. Помимо недостатков такого

метода, связанных с наличием остаточного слоя атмосферы и кратковременностью наблюдений, можно отметить главный дефект: измерения в различных пунктах, как правило, производятся разной аппаратурой и в различное время. Это может привести к значительным ошибкам, так как показания различных приборов иногда бывает трудно сопоставить, а измерения, произведенные в разное время, могут относиться к разным величинам потока вследствие его вариаций.

Измерения на спутнике позволяют избавиться от этих недостатков: измерения производятся вне атмосферы достаточно долго и в то же время практически одновременно на различных геомагнитных широтах. Поэтому при таких измерениях длительные вариации первич-

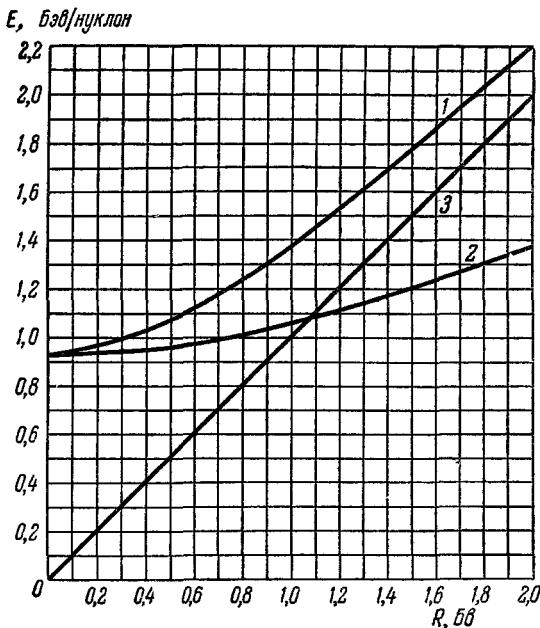


Рис. 7. Зависимость энергии частицы  $E$  ( $B_e/\text{нуклон}$ ) от ее жесткости  $R$  ( $B_e$ ):  
1 — для протонов; 2 — для ядер; 3 — для электронов.

пого потока могут быть учтены, а влияние кратковременных вариаций исключено путем усреднения данных, полученных при многократном прохождении спутника через данную геомагнитную широту.

а) Широтная зависимость и энергетические спектры ядер различных групп по измерениям на кораблях-спутниках. На втором космическом корабле были размещены три черенковских счетчика: один интегральный и два дифференциальных. Интегральный счетчик измерял относительную интенсивность ядер с  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 15$ . Дифференциальные счетчики регистрировали ядра от  $\alpha$ -частиц до кислорода. На третьем советском космическом корабле размещалась такая же аппаратура, но пороги интегрального счетчика были установлены несколько иначе, так что регистрировались ядра с  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 12 - 14$ .

При обработке результатов измерений производилось суммирование числа ядер, зарегистрированных в полосе геомагнитных широт от  $0$  до  $10^\circ$ , от  $10$  до  $20^\circ$  и т. д., причем данные южного и северного полушарий были объединены. Число зарегистрированных в каждой полосе ядер в единицу времени было затем отнесено к среднему значению широты в каждой полосе, т. е. к  $5^\circ$ ,  $15^\circ$  и т. д. \*)

Анализ регистрируемых дифференциальным счетчиком событий, сопровождаемых отметками, дал основание считать, что большая часть этих событий соответствует случаям образования ливней ядрами, приходящими в детектор вне телесного угла телескопа. При этом в ливне должно содержаться большое число частиц, т. е. они должны создаваться ядрами достаточ но большой энергии (широтный эффект для таких ядер должен быть мал, что и наблюдается для случаев с отметками). В связи с этим для сравнения широтной зависимости интенсивности различных групп ядер использовались только случаи без отметок, которые соответствовали прохождению ядер в разрешенном телесном угле.

Геомагнитные широты определялись по картам, приведенным в <sup>41</sup>. Поскольку при определении спектра усреднение производилось по сравнительно большому интервалу широт ( $10^\circ$ ), использование более точных геомагнитных координат, учитывающих недипольные члены (см., например, <sup>42</sup>), не должно сколько-нибудь существенно повлиять на результат. Зависимость от широты интенсивности ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 4$  (по данным счетчика дифференциального типа на 3-м корабле-спутнике) показана на рис. 8; при этом все значения интенсивности ядер с  $Z \geq 4$  увеличены в 7,5 раза.

Как видно из рис. 8, широтные зависимости интенсивности ядер с  $Z \geq 2$  (в основном это  $\alpha$ -частицы) и ядер с  $Z \geq 4$  (в основном ядра группы  $M$ ) совпадают в пределах статистических ошибок измерений. Так как широтная зависимость определяется видом энергетического спектра частиц, совпадение широтного хода для двух групп ядер указывает

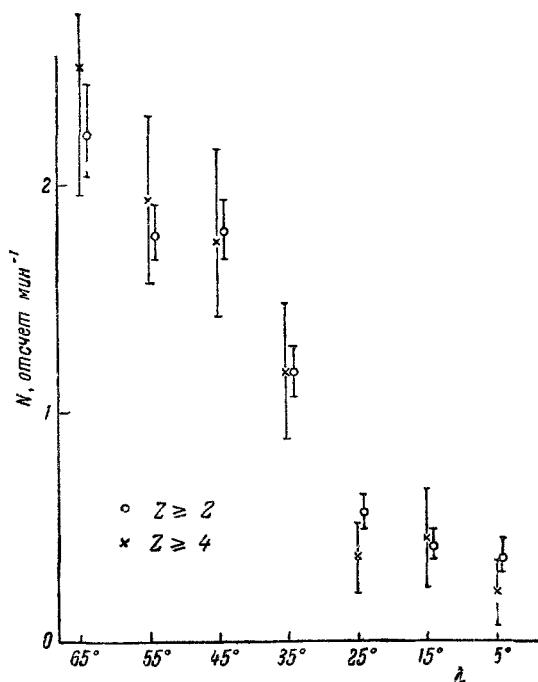


Рис. 8. Зависимость интенсивности ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 4$  от геомагнитной широты по данным счетчика дифференциального типа (полет 3-го корабля-спутника).

на 3-м корабле-спутнике) показана на 3-м корабле-спутнике) показана на рис. 8; при этом все значения интенсивности ядер с  $Z \geq 4$  увеличены в 7,5 раза.

\*) При большой загрузке телескопа могли наблюдаться случаи, когда ядро, пришедшее вне телесного угла, выделяемого телескопом, все же регистрировалось, так как приходило в момент, когда импульс от схемы совпадений «открывал» измерительный тракт (случайные совпадения). Поэтому при построении кривых широтной зависимости были исключены области аномалий интенсивности излучения, где число отсчетов телескопа было велико (см. работу <sup>14</sup>).

на одинаковость их энергетических спектров в той области энергий, где частицы подвержены действию геомагнитных эффектов.

Следует отметить, что изменение во времени ориентации оси прибора относительно направления силовых линий земного магнитного поля может влиять на характер широтной зависимости и затруднить определение вида энергетического спектра по измеренному широтному ходу. Однако этот фактор исключается при сопоставлении приведенных на рис. 8 широтных зависимостей ядер двух групп, так как измерения интенсивности ядер обеих групп осуществлялись одним и тем же прибором одновременно.

На рис. 9 показана широтная зависимость интенсивности ядер с  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 12 \div 14$  по данным счетчика интегрального типа (на 3-м корабле-спутнике). Обе группы данных пронормированы путем умножения всех значений интенсивности ядер с  $Z \geq 12 \div 14$  на постоянный множитель (на 10). Как видно из рис. 9, широтные зависимости для этих двух групп ядер, полученные при помощи одного и того же прибора, совпадают в пределах ошибок (некоторое расхождение широтного хода в области  $55\text{--}65^\circ$ , видимо, связано с различием энергетических порогов каналов

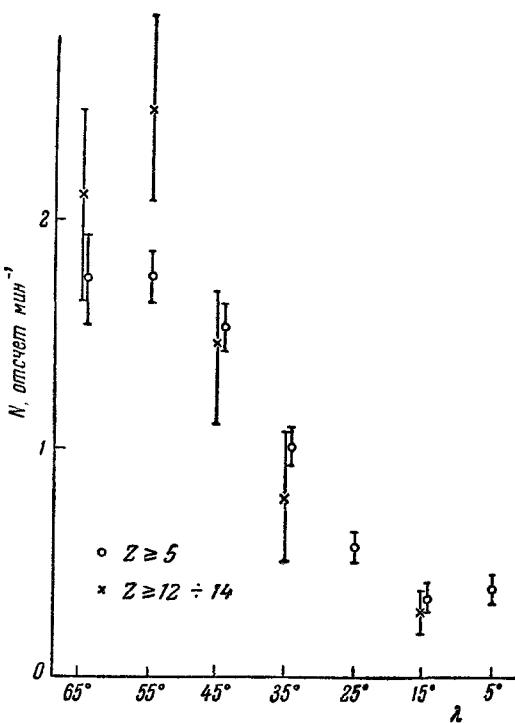


Рис. 9. Зависимость интенсивности ядер с  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 12 \div 14$  от геомагнитной широты по данным счетчика интегрального типа (полет 3-го корабля-спутника).

счета ядер с  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 12 \div 14$ ). Из сопоставления широтных зависимостей можно прийти к заключению, что в рассматриваемой области энергий энергетические спектры ядер с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 4 \div 5$  и  $Z \geq 12 \div 14$  одинаковы.

Зная широтную зависимость интенсивности ядер, можно построить на этой основе интегральный энергетический спектр ядер. Предполагая, что спектр—степенной, на графике, где в логарифмическом масштабе по осям отложены энергия обрезания и интенсивность ядер, получим для спектра прямую линию. При этом будем считать, что средняя энергия отсекания на данной широте соответствует энергии отсекания для ядер, приходящих по вертикали. Поскольку это предположение в некоторой мере произвольно, полученные значения показателей степени для энергетических спектров также носят несколько условный характер. Существенно, что показатели степени, полученные для различных групп ядер при помощи одного и того же прибора, оказались совпадающими в пределах ошибок.

На рис. 10 показан энергетический спектр для ядер с  $Z \geq 2$ , полученный при помощи двух счетчиков дифференциального типа (по данным

3-го космического корабля). По оси абсцисс отложена энергия обрезания, соответствующая минимальной жесткости для прихода в вертикальном направлении на данной геомагнитной широте  $\lambda$ , по оси ординат — скорость счета  $N$  в полосе широт  $\lambda \pm 5^\circ$  (масштаб по осям логарифмический).

Из рис. 10 видно, что в области высоких широт (малых энергий) кривые имеют излом: в области полных энергий, меньших  $1,5 \div 2$  Бэв/нуクлон, скорость счета становится постоянной, не зависящей от широты. На высоких широтах вследствие высокопиротного обрезания и должен наблюдаться изгиб кривой, сходный с тем, который виден на рис. 10.

Однако существует и другая причина (методическая), приводящая к подобному изгибу кривой. Она заключается в том, что черенковский счетчик имеет энергетический порог, лежащий вблизи энергии  $E_{\text{пор}} = 1,3$  Бэв/нуクлон или несколько выше. Например, для канала счета ядер с  $Z \geq 5$  в интегральном счетчике энергетический порог равен  $E_{\text{пор}} = 1,6$  Бэв/нуクлон. Наличие энергетического порога счетчика может привести к отсеканию частиц малой энергии и «уплощению» спектра раньше, чем спутник попадет в область высокопиротного обрезания (т. е. на более низких широтах).

Так как импульсы на выходе фотоумножителя, соответствующие прохождению частицы с заданным  $Z$  и скоростью  $v$ , имеют некоторый разброс, обусловленный свойствами фотоумножителя, может происходить некоторое «размытие» энергетического порога. Оценка показывает, что при учете этого «размытия» уже при энергии порядка 2 Бэв/нуクлон часть  $\alpha$ -частиц не будет регистрироваться. Таким образом, кривая спектра должна менять наклон в полосе широт  $40 \div 50^\circ$  (энергия обрезания  $3 \div 1,6$  Бэв/нуクлон). Поэтому наклон кривой интегрального спектра мы определяем по точкам, лежащим ниже  $50^\circ$ . На рис. 10 через эти точки по методу наименьших квадратов проведены прямые линии. Наклон прямой определяет показатель степени  $n = \gamma - 1$  интегрального энергетического спектра вида  $N(>E) = AE^{-n}$ . Для ядер с  $Z \geq 2$  показатель спектра  $n_1 = 1,43 \pm 0,06$  (по данным счетчика 1) и  $n_2 = 1,21 \pm 0,17$  (по данным счетчика 2) \*).

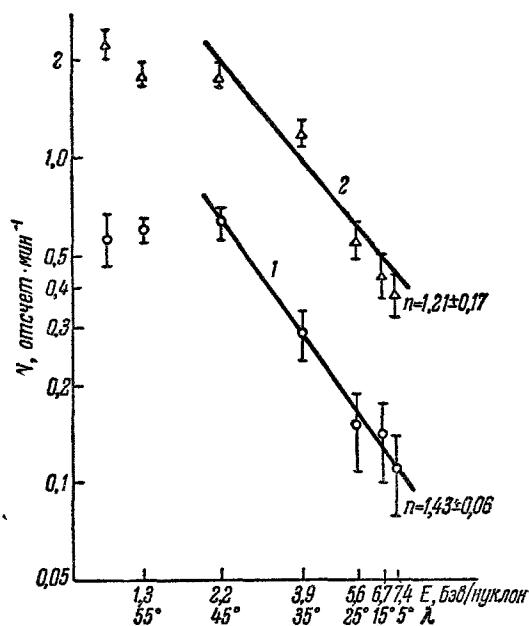


Рис. 10. Энергетический спектр ядер  $[c Z \geq 2$ , полученный при помощи двух счетчиков дифференциального типа (полет 3-го корабля-спутника).

\*). При построении интегральных энергетических спектров использовались значения энергии отсекания для геомагнитных широт  $45^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $25^\circ$  и т. д. в соответствии с кривой 3 на рис. 6. Эта кривая учитывает различную прозрачность областей полутени на разных широтах. Однако показатели энергетических спектров получаются почти такими же, если пользоваться штермеровскими значениями энергии отсекания (кривая 3' на рис. 6). В этом случае для счетчиков 1 и 2 получаются значения  $n_1 = 1,40 \pm 0,08$  и  $n_2 = 1,20 \pm 0,13$  соответственно.

Скорость счета в счетчике 1 на всех широтах меньше, чем в счетчике 2. Это объясняется тем, что в установке имелся порог для отсекания малых импульсов, соответствующих протонам. В счетчике 1 этот порог был сдвинут в сторону больших амплитуд, так что происходила частичная дискриминация  $\alpha$ -частиц, объясняющая пониженную скорость счета.

Показатели степени  $n_1$  и  $n_2$  в пределах ошибок совпадают. Так как они получены при помощи однотипных приборов в одном и том же полете, то их можно усреднить. Среднее взвешенное значение \*) будет  $n = 1,41 \pm$

$\pm 0,12$ . Сопоставим этот результат с данными, приведенными в <sup>43</sup>. По измерениям с фотоэмульсиями, выполненным в период максимума солнечной активности (1957 г.), наклон спектра  $\alpha$ -частиц был равен  $n = 1,17 \pm 0,14$ ; измерения, проведенные в июле 1959 г., дали близкое значение:  $n = 1,12 \pm 0,12$ . В период минимума солнечной активности (1950—1954 гг.) измеренное значение показателя спектра  $n = 1,48 \pm 0,12$ .

Полученная при измерениях на корабле-спутнике средняя величина  $n$  лежит между приведенными наибольшим и наименьшим значениями.

Из измерений на разных широтах потоков ядер с  $Z \geq 4$  на 3-м корабле-спутнике теми же счетчиками найден показатель степени энергетического спектра этой группы ядер:  $n_1 = 1,43 \pm 0,54$  и  $n_2 = 1,38 \pm 0,34$ . В связи с тем, что значения  $n_1$  и  $n_2$  близки, ошибка среднего взвешенного получилась малой. Среднее взвешенное значение показателя спектра ядер с  $Z \geq 4$  в этом случае  $n = 1,40 \pm 0,04$ .

Таким образом, в пределах ошибок показатели степени интегральных спектров для ядер с  $Z \geq 2$  (в основном  $\alpha$ -частицы) и ядер с  $Z \geq 4$  (в основном ядра группы  $M$ ) совпадают между собой.

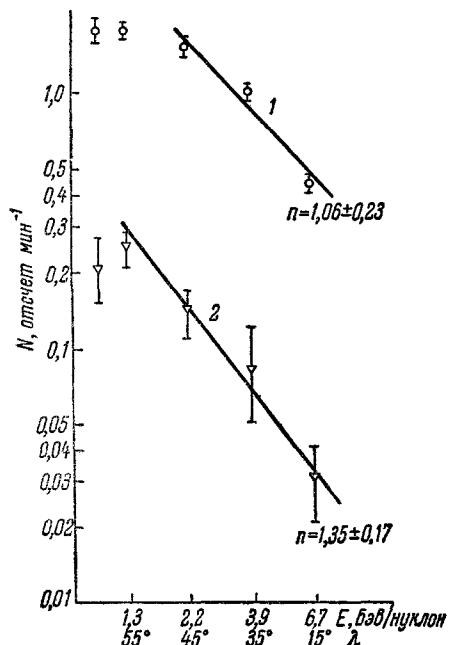
Рис. 11. Энергетические спектры ядер с  $Z \geq 5$  (кривая 1) и  $Z \geq 12 \div 14$  (кривая 2), полученные при помощи счетчика интегрального типа (полет 3-го корабля-спутника).

Несмотря на то что для ядер с  $Z \geq 4$  в основном ядра группы  $M$  получены энергетические спектры для ядер с  $Z \geq 2$  (в основном  $\alpha$ -частицы) и ядер с  $Z \geq 4$  (в основном ядра группы  $M$ ) совпадают между собой.

Энергетические спектры для групп ядер с  $Z \geq 5$  и с  $Z \geq 12 \div 14$ , полученные по данным интегрального черенковского счетчика в том же полете, показаны на рис. 11. Через точки на широтах  $15^\circ$ ,  $35^\circ$  и  $45^\circ$  проведены прямые, наклон которых определяет  $n$ . Для ядер с  $Z \geq 5$  показатель спектра  $n = 1,06 \pm 0,23$ , а для ядер с  $Z \geq 12 \div 14$  его величина  $n = 1,35 \pm 0,17$ .

Данные об интегральных энергетических спектрах были получены также при помощи приборов, установленных на 2-м корабле-спутнике. Сводка показателей степени для энергетических спектров различных групп ядер по измерениям на 2-м и 3-м кораблях-спутниках приведена в табл. II. Полученные при измерениях на втором корабле-спутнике зна-

\*) Здесь и ниже приводятся исправленные, по сравнению с приведенными в работах <sup>1,5</sup>, значения показателей  $n$ . В отличие от <sup>1,5</sup>, где приведены средние арифметические значения показателей, в этой статье даются средние взвешенные.



чения  $n$  для ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 15$  несколько отличаются от большинства значений, приведенных в табл. II для данных третьего корабля-спутника (особенно для случая  $Z \geq 2$ ). В связи с этим мы хотим указать на результаты измерений энергетического спектра ядер с  $Z \geq 6$ , проведенных при помощи импульсной ионизационной камеры на спутнике

Таблица II

Название спутника и регистрирующий прибор	Показатель степени $n$ для интегрального энергетического спектра ядер			
	$Z \geq 2$	$Z \geq 4 \div 5$	$Z \geq 12 \div 14$	$Z \geq 15$
3-й корабль-спутник	Счетчик 1 дифференциального типа	$1,43 \pm 0,06$	$1,43 \pm 0,54$	—
	Счетчик 2 дифференциального типа	$1,21 \pm 0,17$	$1,38 \pm 0,34$	—
	Среднее взвешенное для счетчиков 1 и 2	$1,41 \pm 0,12$	$1,40 \pm 0,04$	—
	Счетчик интегрального типа	—	$1,06 \pm 0,23$	$1,35 \pm 0,17$
2-й корабль-спутник	Счетчик дифференциального типа	$0,83 \pm 0,24$	$1,18 \pm 0,43$	—
	Счетчик интегрального типа	—	$1,4 \pm 0,4$	1,8 *)

\*) Это значение показателя спектра получено по небольшому статистическому материалу.

«Эксплорер VII»<sup>44</sup>. В цитируемом сообщении указывается на сильное изменение в течение полугода интенсивности и вида спектра указанной группы ядер. Этот результат виден на рис. 12, где на основе сообщенных в<sup>44</sup> данных построены энергетические спектры ядер с  $Z \geq 6$  для различных периодов времени с октября 1959 г. по февраль 1960 г. Вопрос о природе наблюдавшихся изменений в настоящее время остается неясным.

Приведенные в табл. II значения  $n$  для ядер различных групп получены в предположении, что на каждой широте энергия отсекания соответствует приходу ядер в вертикальном направлении. При строгом рассмотрении следовало бы учесть изменение во времени направленности прибора и вычислить для каждой широты соответствующее среднее (эффективное) значение энергии отсекания. Это, вообще говоря, могло бы несколько изменить полученные значения показателей  $n$ . Однако, как уже указывалось, вывод об идентичности спектра для разных групп ядер в случае регистрации их одним и тем же прибором в достаточной мере обоснован. Поэтому можно говорить об одинаковости показателей спектра для ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 4$ , зарегистрировавшихся одним и тем же дифференциальным счетчиком, и для ядер с  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 12 \div 14$ , которые регистрировались одним и тем же интегральным счетчиком.

По некоторым данным измерений с фотоэмulsionиями (см. обзор<sup>40</sup>) для групп ядер  $M$  и  $H$  спектры остаются одинаковыми вплоть до энергий порядка 100  $Бэв/нуклон$ .

Вывод об одинаковости спектров ядер различных групп не согласуется с содержащимися в <sup>38</sup> указаниями на различие спектров и находится в соответствии с теми заключениями, которые были сделаны в <sup>37</sup>. В то же время он соответствует представлению о том, что наблюдаемый

нами состав «первичных» космических лучей есть результат фрагментации ускоренных в источнике очень тяжелых ядер. Действительно, при фрагментации образуются частицы, имеющие примерно ту же энергию на нуклон, что и ядро-«предок». В этом случае энергетические спектры ядер-«потомков» будут скорее всего практически совпадать со спектром ядер, ускоренных в источнике космических лучей.

б) Потоки ядер различных групп и некоторые сведения о химическом составе космических лучей по измерениям вне атмосферы Земли. Исследования ядерной компоненты космических лучей, проведенные на советских космических аппаратах, были направлены на изучение особенностей химического состава первичного космического излучения. Использованные при этом приборы предназначались как для того, чтобы измерять потоки ядер различных групп в широком интервале зарядов (и, в частности, получить оценку от-

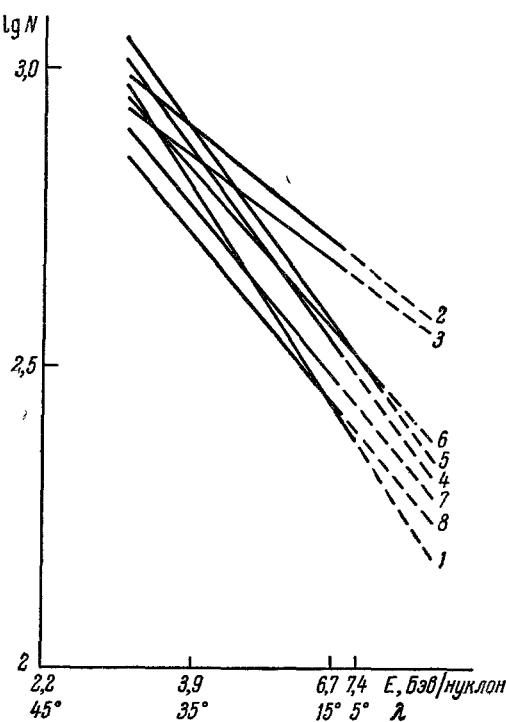


Рис. 12. Энергетические спектры ядер с  $Z \geq 6$  для различных периодов времени, построенные по данным <sup>44</sup>.

1 — Конец октября; 2 и 3 — ноябрь (начало и конец); 4 и 5 — декабрь (начало и конец); 6 и 7 — январь (начало и конец); 8 — начало февраля, штрихом отмечена экстраполяция в область больших энергий.

носительной величины потоков ядер с очень большим  $Z$ ), так и для исследования химического состава космических лучей в области легких и средних ядер.

Потоки ядер с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 5$ ,  $Z \geq 15$ . Остановимся сначала на измерениях, выполненных вне магнитного поля Земли при помощи интегральных черенковских счетчиков. На второй космической ракете <sup>3</sup> регистрировались ядра с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 15$ , а на третьей космической ракете <sup>4</sup> — ядра с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 15$  и  $Z \geq 28$ . Измерения на обеих ракетах производились идентичными счетчиками, детекторы которых обладали одинаковыми размерами (условия сортирования света в детекторах также были одинаковы). Поэтому можно сравнивать скорость счета в обоих счетчиках, не прибегая к каким-либо пересчетам \*). Для одинаковых по-

\*) Порог  $Z \geq 2$  на второй космической ракете соответствовал регистрации двух однозарядных релятивистских частиц, а порог  $Z \geq 2$  на третьей космической ракете соответствовал регистрации четырех однозарядных частиц. Таким образом, сравнение результатов измерений на этих двух порогах не может быть произведено непосредственно, а требует введения соответствующего пересчета.

рогов ( $Z \geq 15$ ) скорость счета обоих счетчиков совпала в пределах статистических ошибок.

Отношения потоков с достаточной точностью могут быть получены, без каких-либо предположений, непосредственно как отношения скоростей счета в соответствующих каналах.

Следует подчеркнуть, что при измерении относительной величины потоков ядер различных групп в одном полете влияние временных вариаций в значительной мере исключается, если не говорить о вариациях такого типа, когда эти потоки меняются различным образом (см., в частности, п. 3).

В табл. III приведены значения потоков различных групп ядер, полученные на основании измерений интегральными черенковскими счетчиками во время полетов второй и третьей космических ракет. Приведенные в табл. III потоки получены для значений геометрического фактора, указанных в последнем столбце табл. I.

Измерения потоков ядер различных групп производились также во время полета кораблей-спутников. Для этого использовались интегральный и дифференциальный черенковские счетчики. Дифференциальный счетчик имел геометрический фактор  $\Gamma \approx 2,5 \text{ см}^2/\text{стэр}$  и регистрировал ядра лишь в узком угле с раствором  $\alpha \approx 27^\circ$ .

Таблица III

Регистрируемая группа ядер	Скорость счета интегрального черенковского счетчика, имп. мин <sup>-1</sup>	Поток, частиц. м <sup>-2</sup> × сек <sup>-1</sup> стер <sup>-1</sup>
$Z \geq 2$	$23,5 \pm 0,2$	150
$Z \geq 5$	$1,91 \pm 0,06$	10,6
$Z \geq 15$	$0,08 \pm 0,01$	$0,4 \div 0,5$

Таблица IV

Интервал геомагнитных широт	Интервал жесткостей отсекания для ядер, приходящих по вертикали, $B_\theta$	Жесткость и энергия отсекания для ядер, приходящих по вертикали на средней широте		Потоки ядер *), частиц. м <sup>-2</sup> сек <sup>-1</sup> стер <sup>-1</sup>		
		$B_\theta$	$B_\theta/\text{нуклон}$	$Z \geq 2$	$Z \geq 5$	$Z \geq 12 \div 14$
0—10°	14,9—14,1	14,7	7,4	$26,0 \pm 4,7$	$2,3 \pm 0,3$	
10—20	14,1—12,2	13,2	6,7	$29,3 \pm 4,7$	$2,0 \pm 0,3$	$0,15 \pm 0,06$
20—30	12,2—9,3	11,0	5,6	$38,0 \pm 5,3$	$3,2 \pm 0,2$	
30—40	9,3—5,7	7,6	3,9	$80,0 \pm 7,3$	$5,7 \pm 0,5$	$0,40 \pm 0,15$
40—50	5,7—2,7	4,0	2,2	$121,3 \pm 8,7$	$8,5 \pm 0,6$	$0,7 \pm 0,2$
50—60	2,7—0,9	1,6	1,2	$120,6 \pm 8,7$	$9,8 \pm 0,7$	$1,3 \pm 0,2$
60—70	—	—	—	$150,0 \pm 14,7$	$9,7 \pm 1,1$	$1,1 \pm 0,3$

\*) При определении потоков были исключены из рассмотрения области аномалий интенсивности излучения, где число разрядов телескопа составляло более 50 в 1 сек (см. работу <sup>14</sup>). При такой загрузке случайные совпадения разряда телескопа и импульса от  $\alpha$ -частицы, прошедшей через детектор вне телесного угла, определяемого телескопом, составляет около 20% от числа истинных прохождений  $\alpha$ -частиц через телескоп.

В табл. IV приведены результаты измерений на третьем космическом корабле-спутнике потока ядер с  $Z \geq 2$  (дифференциальным счетчиком) и с  $Z \geq 5$ ,  $Z \geq 12 \div 14$  (интегральным счетчиком). Указанные в последних трех столбцах табл. IV ошибки характеризуют только статистическую точность измерений и не учитывают влияния таких факторов, как изменение ориентации, а в случае интегрального счетчика не учитывают также неточности в определении светосилы прибора.

Из сравнения потоков ядер, измеренных в декабре 1960 г. на высоких широтах, с потоком в свободном пространстве (табл. III) видно, что эти величины близки друг к другу.

Потоки ядер с большим  $Z$ . Измерение потока ядер с  $Z \geq 28$  (одновременно с измерением потока ядер с  $Z \geq 15$ ) осуществлялось при полете третьей космической ракеты (AMC, 4—17 октября 1959 г.).

Для канала с  $Z_{\text{п}} \approx 28 \div 30$  фактор  $\Gamma$  вычисляется с меньшей определенностью, так как в этом случае ядра с  $Z \gg Z_{\text{п}}$  представлены в космических лучах, по-видимому, слабо, а  $\Gamma$  для ядер с  $Z$ , близким к  $Z_{\text{п}}$ , заметно меняется для соседних ядер.

Так, при  $Z_{\text{п}} = 28$  для ядер с  $Z = 31$  имеем  $\Gamma \approx 21$ , для ядер с  $Z = 30$  значение  $\Gamma \approx 18$ , а для ядер с  $Z = 28$  величина  $\Gamma \approx 10$ .

Если предположить, что отсчеты в канале с  $Z_{\text{п}} \approx 28 \div 30$  вызваны очень тяжелыми ядрами ( $Z > 30$ ), то в этом случае  $\Gamma \approx 20$  и поток таких ядер (в работе <sup>4</sup> он назван потоком ядер с  $Z \geq 28 \div 30$ ) составит примерно  $0,1 \text{ частиц} \cdot \text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ .

Однако следует учесть, что порог в этом канале был установлен вблизи от сравнительно распространенной группы ядер Fe, Co, Ni. В этом случае, как указывалось в <sup>4</sup>, ядра Ni ( $Z = 28$ ) и даже ядра Fe ( $Z = 26$ ) могли давать вклад в число отсчетов, если они проходили через детектор вдоль диагонали сечения. Геометрический фактор для  $Z = 26$  при  $Z_{\text{п}} = 28$  составляет примерно 3, а для  $Z = 27$  и  $Z_{\text{п}} = 28$  он несколько больше. Считая, что соотношения между потоками ядер Fe, Co, Ni в космических лучах такие же, как для средней распространенности в природе <sup>45</sup>, и принимая, что все отсчеты в канале с  $Z_{\text{п}} \approx 28 \div 30$  связаны с ядрами этой группы, мы получим для потока ядер группы Fe, Co, Ni верхнюю оценку  $0,5 \text{ частиц} \cdot \text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ . Эта величина близка к приведенному в табл. III потоку ядер с  $Z \geq 15$ , что вполне правдоподобно, ибо есть указания, что поток ядер группы с  $15 < Z < 20$  мал <sup>46</sup> и основной вклад в поток группы  $Z \geq 15$  дают ядра с  $Z > 20$  (в основном ядра железа и близкие к ним).

Таким образом, полученные данные определяют верхнюю границу при оценке потока ядер с  $Z > 30$ .

Этот поток во всяком случае меньше  $0,1 \text{ частиц} \cdot \text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ , так как часть отсчетов черенковского счетчика связана с прохождением через него ядер Fe, Co, Ni.

Измерения в стратосфере позволили определить поток ядер группы железа под остаточным слоем атмосферы, однако о ядрах, более тяжелых, чем железо, имелись лишь отрывочные данные. Можно было ожидать, что поток их весьма мал по сравнению с потоком ядер железа, хотя имелись указания и другого характера <sup>47</sup>.

Для измерения потока тяжелых ядер особенно важно отсутствие поглощающего слоя атмосферы, так как с ростом атомного веса ядер уменьшается их свободный пробег.

Оценка потока очень тяжелых ядер была сделана на основе измерений, проведенных при полетах третьего спутника Земли и двух кораблей-спутников.

Первый прибор для регистрации ядерной компоненты на спутнике (3-й ИСЗ) был предназначен для регистрации относительной величины потоков ядер с  $Z > 30 \div 40$  и с  $Z \geq 15$ . Следует отметить, что пороги, определяющие наименьшее значение заряда регистрируемых ядер, в этих первых измерениях устанавливались довольно грубо и, возможно, в эксперименте регистрировались ядра с зарядом, несколько меньшим 15. Что касается ядер с зарядом  $30 \div 40$ , то при регистрации их возникла трудность, связанная с тем, что создаваемые такими ядрами большие световые импульсы могут приводить к насыщению фотоумножителя. При этом существенно, что световая вспышка черенковского излучения весьма кратковременна, и из того факта, что для более длительных световых импульсов (например, вспышек тиратрона) фотоумножитель заведомо линеен, еще не следует линейности ФЭУ при регистрации тяжелых ядер. Снятие характеристик фотоумножителей использованного типа при помощи искрового источника, дающего короткие импульсы, показало, что характеристика ФЭУ действительно отлична от линейной, хотя в области импульсов, соответствующих заряду 30, насыщение еще не наступает. Уменьшение наклона характеристики в области больших световых вспышек приводит к тому, что порог, устанавливаемый на 30, фактически может соответствовать несколько большим зарядам. Такой сдвиг для отдельных экземпляров ФЭУ соответствует перемещению в область зарядов до  $Z \sim 40$ .

Измерения очень тяжелых ядер производились позднее при помощи приборов, установленных на втором и третьем кораблях-спутниках, но при этом сигнал снимался с одного из промежуточных динодов ФЭУ, что обеспечивало отсутствие эффекта насыщения.

Измерения, проведенные на 3-м ИСЗ и на космических кораблях-спутниках \*), показали, что поток очень тяжелых ядер весьма мал. При этом оказалось возможным дать только верхнюю оценку относительной величины потока, так как практически такие ядра вследствие малости потока не регистрировались. На 3-м ИСЗ было зарегистрировано только одно ядро с  $Z > 30 \div 40$  за девять суток, за сутки полета 2-го космического корабля не было отмечено ни одного ядра с  $Z > 34$  и за сутки полета 3-го космического корабля также ни одного ядра с  $Z > 34$ . Данные 3-го ИСЗ приводят к верхней оценке отношения потоков ядер с  $Z > 30 \div 40$  и  $Z \geq 15$ , равной  $0,01 \div 0,03\%$ .

Приведенная оценка учитывает возможность пропуска при регистрации некоторого количества ядер (прошедших через детектор) вследствие того, что обработка показаний прибора производилась лишь по отдельным временным интервалам <sup>2</sup> (в рассматриваемом случае регистрации одного ядра практически отлична от нуля вероятность прохождения через детектор не более пяти ядер).

Верхняя оценка, которую можно получить для отношения потоков ядер с  $Z > 34$  и  $Z \geq 12 \div 14$  на основании измерений на третьем космическом корабле в предположении, что поток ядер с  $Z > 34$  соответствует регистрации одного ядра за сутки, составляет примерно 1 %. Конечно, эта оценка является только верхним пределом, а истинная величина отношения потоков гораздо меньше, так как указанное значение соответствует регистрации хотя бы одного ядра, а в действительности за все время полетов второго и третьего космических кораблей-спутников не было зарегистрировано ни одного ядра с  $Z > 34$ . Таким образом, измерения,

<sup>\*</sup>) Пороги в приборах на кораблях-спутниках устанавливались точнее, чем в приборе на 3-м ИСЗ. Однако следует иметь в виду, что фактически пороговое значение заряда могло превышать указываемое в тексте примерно на 10 %.

проведенные на космических кораблях, не противоречат оценке, полученной по данным З-го ИСЗ.

Прибор, установленный на третьем космическом корабле-спутнике, кроме канала регистрации ядер с  $Z > 34$ , имел канал для счета ядер с  $Z \geq 31 \div 34$ , который за сутки зарегистрировал всего лишь одно ядро, причем имеются основания считать, что этот единственный случай обусловлен приходом ядер солнечного происхождения (момент регистрации ядра с  $Z \geq 31 \div 34$  совпал с кратковременным возрастанием интенсивности других групп ядер, связанным, по-видимому, с солнечной хромосферной вспышкой<sup>9</sup>; подробнее об этом случае будет сказано ниже, раздел 3).

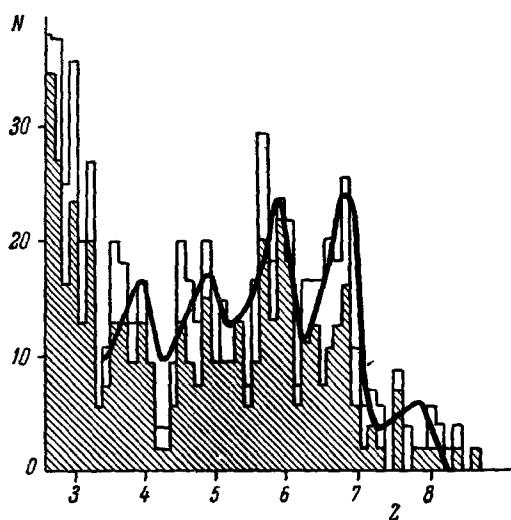


Рис. 13. Спектр ядер по зарядам в области значений  $Z$  от 4 до 7.

Плавная кривая — распределение по зарядам, вычисленное с учетом спектра скоростей ядер и наилучшим образом согласующееся с результатами измерений.

становившихся на кораблях-спутниках, не позволила строить амплитудные распределения сигналов от черенковских счетчиков по узким широтным интервалам. Однако в силу того, что энергетические спектры различных групп ядер практически одинаковы и за период одного эксперимента (примерно 24 часа) не наблюдалось больших изменений в интенсивности наиболее распространенных групп ядер, мы сочли возможным при построении распределений суммировать все случаи регистрации одинаковых импульсов и построить суммарное за все время измерений распределение (рис. 13).

На рис. 13 заштрихованная площадь относится к случаям регистрации ядер без сопровождения. Незаштрихованная площадь относится к случаям, когда прохождение ядра через детектор сопровождалось «отметкой» о срабатывании более чем одного счетчика в нижнем ряду телескопа \*).

<sup>9</sup>) Случаи, сопровождаемые нижней отметкой, в значительной части обусловлены прохождением через телескоп ядра, причем нижний ряд счетчиков срабатывает вследствие попадания  $\delta$ -электрона или осколка ядра, образовавшихся в детекторе. Можно заметить, что сопровождающиеся нижней отметкой случаи, соответствующие ядрам с  $Z \geq 4$ , имеют широтную зависимость, близкую к широтной зависимости случаев без «отметки».

Таким образом, даже для ядер с  $Z \geq 31 \div 34$  величина отношения их потока к потоку ядер с  $Z \geq 12 \div 14$  не превышает приведенной оценки порядка 1%, а если учесть, что зарегистрированный случай прихода ядра с  $Z \geq 31 \div 34$ , возможно, обусловлен потоком ядер от Солнца, то оценка интенсивности очень тяжелых ядер солнечного происхождения должна быть значительно уменьшена.

Я дра группы  $L$  (Li, Be, B). Измерение потока ядер группы  $L$  требует достаточно четкого разделения по амплитуде импульсов, создаваемых в черенковском детекторе ядрами с различными зарядами. Такие возможности, как указывалось выше, в принципе дает черенковский счетчик дифференциального типа. Сравнительно малая светосила приборов, ус-

Из рассмотрения рис. 13 видно, что в области  $Z > 3$  имеется удовлетворительное разделение пиков. Пик ядер Li «замыт» импульсами от  $\alpha$ -частиц. Можно было бы попытаться выделить ядра Li, построив расчетную кривую амплитудного распределения для  $\alpha$ -частиц, подобную приведенной на рис. 5. Мы, однако, воспользуемся литературными данными о соотношении между потоками ядер Li, Be и B. Согласно<sup>48</sup>, потоки ядер Li, Be, B относятся как 1 : 2 : 3. По нашим данным соотношение между числом ядер Be и B такое же (2 : 3), и мы поэтому принимаем, что ядра Li составляют примерно 1/6 потока ядер группы  $L$ . Из рис. 13 видно, что зарегистрировано очень мало ядер тяжелее кислорода. Это связано с тем, что импульсы от ядер с  $Z \geq 8$  попадают в область, где начинается насыщение, и они не различаются друг от друга. Часть таких импульсов дает вклад в пик ядер азота; с этим, по-видимому, связано большее по сравнению с встречающимися в литературе значение отношения потока ядер азота к потоку ядер углерода.

Так как имеющийся статистический материал не позволяет выделить данные, относящиеся к экваториальной области, и тем самым освободиться от влияния скоростей, при анализе полученного суммарного распределения надо учесть влияние немоноэнергетичности регистрируемых частиц. Для этого строится, как указывалось выше (стр. 592), расчетная кривая. На рис. 13 показана такая кривая, полученная суммированием распределений для различных  $Z$ , взятых с некоторыми нормировочными множителями, такими, чтобы расчетная кривая проходила наиболее близко к экспериментальным точкам.

При построении теоретической кривой амплитудного распределения ядра тяжелее кислорода не учитывались, поскольку создаваемые такими ядрами импульсы попадали в область насыщения и фактически входили в распределение в виде фона, в основном в области ядер C, N, O.

Не анализируя химического состава по отдельным элементам, который может быть искажен насыщением в области зарядов 7—8, можно сделать оценку отношения потока легких ядер группы  $L$  к потоку ядер группы  $S = M + H$ . Полученная величина этого отношения оказалась равной  $31,0 \pm 9,6\%$ . Эта величина отличается от приведенного ранее<sup>1</sup> предварительного значения  $53 \pm 18\%$  из-за учета зависимости амплитудных распределений от скоростей ядер.

б) Сравнение с результатами, опубликованными в литературе. Сопоставим полученные величины потоков с имеющимися в литературе данными. При проведении такого рода сравнений следует, однако, иметь в виду, что нельзя требовать полного совпадения результатов, получаемых в различные периоды времени. Не говоря уже о заметных изменениях спектра и абсолютной интенсивности потоков, коррелирующих с 11-летним циклом активности Солнца, наблюдаются заметные изменения спектра и величины потока за сравнительно малые периоды. Такой результат получен, в частности, в работе<sup>44</sup> (см. стр. 604).

Поток  $\alpha$ -частиц. Изменения потока  $\alpha$ -частиц в зависимости от 11-летнего цикла солнечной активности иллюстрирует рис. 14. На рисунке приведены значения потока  $\alpha$ -частиц с  $E_{\text{кин}} \geq 200 - 500 \text{ Мэв/нуклон}$ , полученные в разные годы в различных измерениях, и показано характеризующее активность Солнца число солнечных пятен, наблюденных в соответствующие годы. Абсолютные значения потока  $\alpha$ -частиц с  $E_{\text{кин}} \geq 200 \text{ Мэв/нуклон}$  в период с 1955 по 1961 г. даны в табл. V (там же приведены показания нейтронного монитора по данным<sup>43</sup>, характеризующие величину полного потока космических лучей). Из рис. 14 и табл. V видно, что в период минимума активности Солнца (1951—1954 гг.) регистрировались наибольшие значения потока  $\alpha$ -частиц порядка

Таблица V

Дата измерений	Энергия отсекания, MeV/нуcléon	Поток $\alpha$ -частиц, частиц $\cdot m^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стэр}^{-1}$	Показания нейтронного монитора	Методика	Номер точки на рис. 15	Литература
7.VII.1955 г.	280	305±25	3124	Черенковский счетчик		49
13.III.1956 г.	280	227±23	3012	Эмульсии		49
17.V.1956 г.	150	255±20	2959	Черенковский счетчик		50
17.VIII.1956 г.	280	270±25	3104	Черенковский счетчик		49
21.VIII.1956 г.	200	298±25	3134	Эмульсии		51
18.IX.1956 г.	130	240±26	3133	То же		52
17.V.1957 г.	225	157±17	2837	» »		53
30.VII.1957 г.	200	151±9	2829	» »		54
1.IX.1957 г.	200	136±9	2573	Черенковский счетчик	1	55
16.II.1958 г.	225	150±12	2713	Эмульсии		51
14.VI.1958 г.	200	171±11	2771	» »		43
14.VI.1958 г.	200	130±15	2771	Черенковский счетчик		55
2.VII.1958 г.	160	149±12	2665	То же		56
16.V.1959 г.	256	142±10	2728	» »		4
2.VI.1959 г.	240	186±14	2838	Эмульсии	5	43
29.VII.1959 г.	200÷300	167±12	2645	» »		9
28.IV.1961 г.	300	152±14	—			57

300 частиц  $\cdot m^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стэр}^{-1}$ , в то время как в период максимальной солнечной активности (1957—1958 гг.) поток  $\alpha$ -частиц уменьшился примерно до 150 частиц  $\cdot m^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стэр}^{-1}$ .

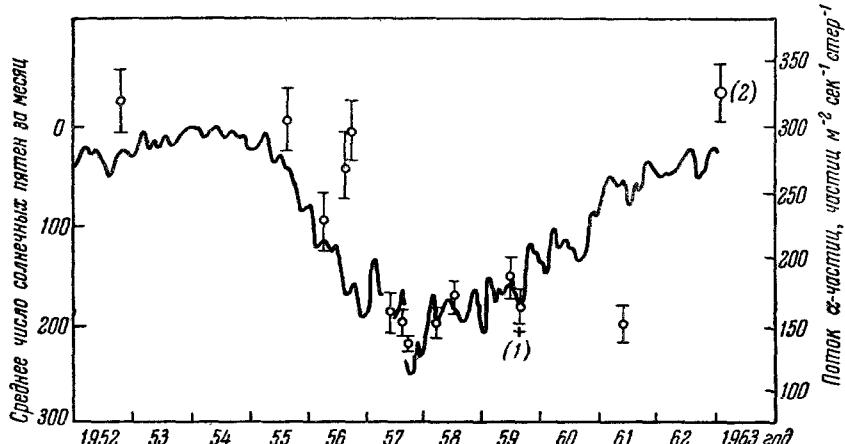


Рис. 14. Изменение потока  $\alpha$ -частиц в зависимости от 11-летнего цикла солнечной активности.

Сплошная линия — число солнечных пятен, характеризующее активность Солнца, точки — поток  $\alpha$ -частиц. 1 — Измерения на 2-й космической ракете; 2 — измерения на ракете «Марс I» (точка для 1961 г. получена в 57).

Измерения, проведенные в конце 1962 г. на ракете «Марс I» (точка 2 на рис. 14), показали, что поток  $\alpha$ -частиц в этот период достиг значения, соответствующего потоку в минимуме активности Солнца (1954—1955 гг.).

Сопоставление приведенных данных измерений на космических ракетах и спутниках с результатами других исследований затруднено в силу

различия пороговых энергий регистрируемых частиц и разницы во времени проведения измерений. Так, данные табл. V не могут быть использованы для такого сопоставления, так как они получены на тех широтах, где энергия обрезания лежит ниже порога применявшегося черенковского счетчика. Немногочисленные опубликованные данные измерений, проведенных в 1959—1960 гг. при достаточно больших значениях энергии обрезания, собраны в табл. VI.

Таблица VI

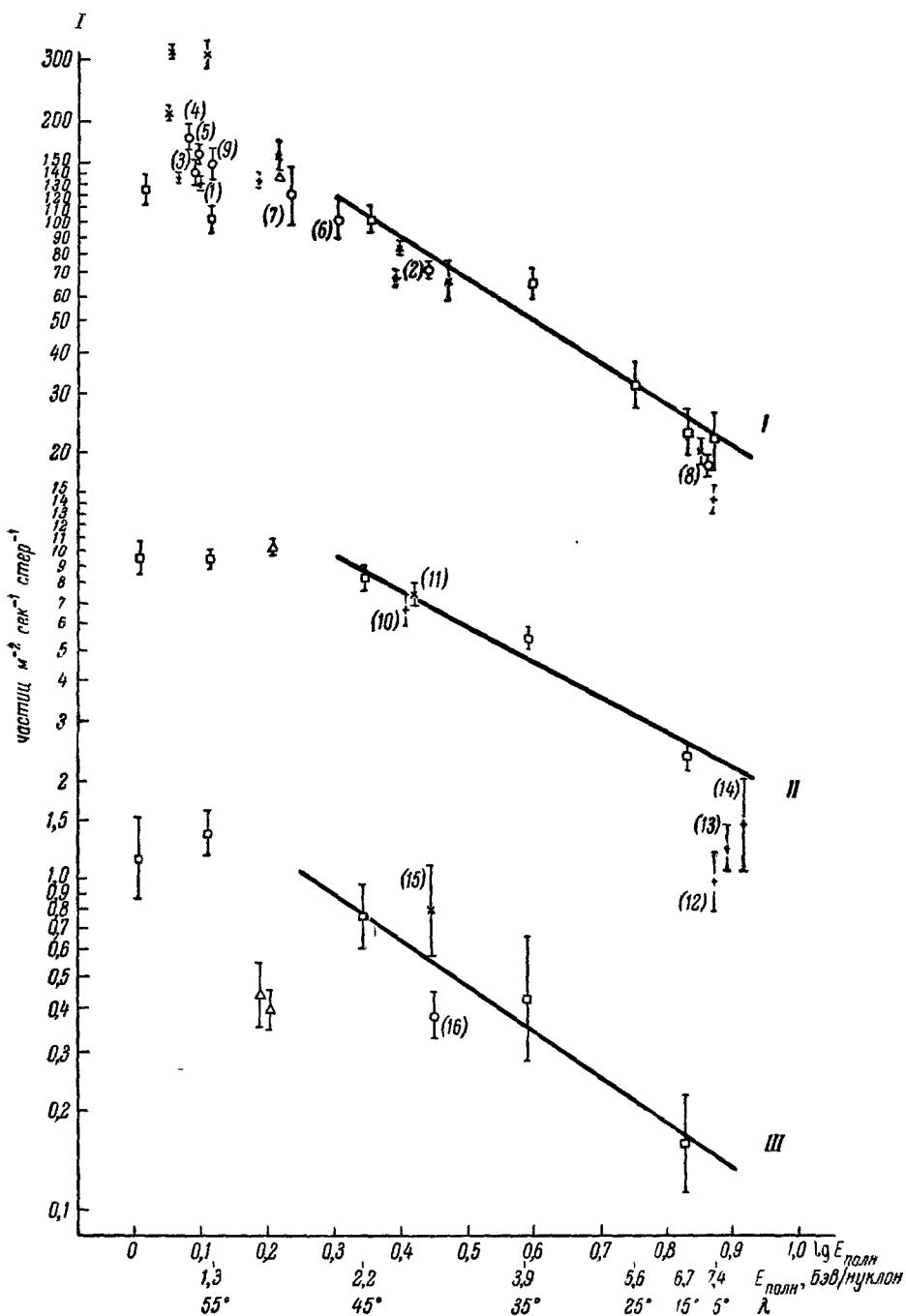
Дата измерения	Полная энергия обрезания, Бэв/нуклон	Поток $\alpha$ -частиц, час $^{-1}$ · м $^{-2} \times$ сек $^{-1}$ стер $^{-1}$	Номер точки на рис. 15	Литература
23.VIII.1960 г.	1,5	162 $\pm$ 5	—	58
XI.1959 г.	1,63	124 $\pm$ 25	7	58
29.VII.1959 г.	2	107 $\pm$ 12	6	43
8.II.1959 г.	2,9	76 $\pm$ 4	2	59
12.III.1960 г.	7,1	19,7 $\pm$ 1,2	8	60

На рис. 15 показаны результаты измерений потока  $\alpha$ -частиц при различных значениях энергетического порога (на разных широтах) в различные периоды времени. Через точки, полученные во время полета третьего корабля-спутника на геомагнитных широтах ниже  $50^\circ$ , проведена по методу наименьших квадратов прямая I. Как видно из рис. 15, значения потока, полученные во время полета третьего корабля-спутника в этой области широт, близки к тем значениям, которые относятся по данным <sup>37</sup> к периоду минимума активности Солнца (или даже несколько превышают их).

Такой результат находится в согласии с тем, что солнечная активность к концу 1960 г., когда проходил полет третьего корабля-спутника, значительно снизилась по сравнению с периодом максимума (1957—1958 гг.), почти достигнув уровня конца 1955 г. Надо отметить, что данные <sup>37</sup> относятся не к периоду наиболее глубокого минимума солнечной активности, а охватывают более широкий интервал времени.

Результаты измерений на 2-й космической ракете, а также данные измерений <sup>43</sup>, <sup>58</sup>, <sup>60</sup> (точки 6, 7, 8 на рис. 15) получены в 1959 г. и в начале 1960 г. Хотя в это время уже начинался некоторый спад солнечной активности, но уровень ее понизился по сравнению с 1957—1958 гг. еще незначительно. В соответствии с этим данные 2-й космической ракеты и точки 6, 7, 8 занимают промежуточное положение между значениями, характеризующими согласно <sup>37</sup> минимум и максимум солнечной активности.

Таким образом, данные 3-го корабля-спутника, 2-й космической ракеты, а также результаты работ <sup>43</sup>, <sup>58</sup>, <sup>60</sup> находятся в согласии с собранными в <sup>37</sup> данными, указывающими на зависимость потока  $\alpha$ -частиц от 11-летнего периода активности Солнца. В то же время приведенное в <sup>59</sup> значение потока (точка 2 на рис. 15), относящееся к началу 1959 г., близко к результатам измерений в период минимума солнечной активности, хотя начало 1959 г. характеризовалось еще достаточно высокой активностью Солнца. В работе <sup>57</sup> приводится полученное в середине 1961 г. значение потока, которое, наоборот, значительно меньше величины потока, ожидаемой в этот период времени в соответствии с изменением солнечной активности (см. рис. 14). На этом основании в работе <sup>57</sup> сделан вывод об отставании изменения потока  $\alpha$ -частиц от изменения солнечной активности.

Рис. 15. Потоки  $\alpha$ -частиц (I), ядер с  $Z \geq 5 \div 6$  (II) и с  $Z \geq 12 \div 15$  (III).

□ — Измерения на 3-м корабле-спутнике;  $\Delta$  — измерения на 2-й и 3-й космических ракетах (в случаях  $\square$  и  $\Delta$  потоки  $\alpha$ -частиц получены как разность потоков ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 4$ ), круглой с цифрой — измерения в период, близкий к 1959 г.;  $\times$  и  $+$  — измерения в период минимума и максимума солнечной активности соответственно. Номера точек соответствуют указанным в табл. V—VIII, точки без номеров взяты из обзора<sup>37</sup>.

Нет никакого сомнения в том, что имеет место модуляция потока  $\alpha$ -частиц с 11-летним периодом, причем эта модуляция сильнее выражена для частиц меньшей энергии. Однако необходимо еще исследование деталей этого процесса, в частности глубины модуляции при разных энергиях, корреляции ее с непосредственно наблюдаемой солнечной активностью и др.

Сопоставление данных о потоках  $\alpha$ -частиц с показаниями нейтронных мониторов, относящимися к тому же периоду времени, обнаруживает хорошую корреляцию измеренных значений. На рис. 16 показана зависимость потока  $\alpha$ -частиц от показаний нейтронного монитора по данным<sup>61</sup> (кривые I и II), а также точки, полученные в других исследованиях (рисунок заимствован из<sup>61</sup>). Значения потока, полученные во время полета второй космической ракеты и третьего корабля-спутника, отмечены прямым и косым крестиком соответственно. Кривая I относится к жесткости  $R > 1,5 \text{ Be}$ , кривая II к жесткости  $R > 4,5 \text{ Be}$ . При измерениях на второй космической ракете пороговая жесткость (определенная порогом черенковского счетчика) была около  $2,5 \text{ Be}$ , однако измеренный поток оказался близким к значению, полученному в<sup>61</sup> для пороговой жесткости  $1,5 \text{ Be}$ . Ожидаемое различие между потоком  $\alpha$ -частиц с  $R > 1,5 \text{ Be}$  и потоком с  $R > 2,5 \text{ Be}$  составляет около 20%. В случае корабля-спутника удалось, используя измеренную широтную зависимость потока  $\alpha$ -частиц, выбрать случаи, соответствующие  $R > 4,5 \text{ Be}$ , и провести сравнение потоков с той же пороговой энергией.

Группы M и H. Значения потоков ядер с зарядом  $Z \geq 5$  по данным счетчиков интегрального типа, установленных на третьем корабле-спутнике, на различных широтах<sup>3,5</sup> показаны на рис. 15 (квадратики). По этим точкам проведена при помощи метода наименьших квадратов прямая II (использованы измерения на широтах меньше  $50^\circ$ ). На рис. 15 приведен также поток ядер с  $Z \geq 5$  по данным второй космической ракеты (треугольник).

Для сравнения в табл. VII приведены потоки ядер с зарядом  $Z \geq 6$  по данным различных работ, и соответствующие точки нанесены на рис. 15. Как и для  $\alpha$ -частиц, прямые крестики относятся к периоду максимума, а косые — к периоду минимума солнечной активности. Значение потока ядер с  $Z \geq 5$ , полученное на третьем корабле-спутнике для энергий обрезания (кинетических) порядка  $1,5 \text{ Be}/\text{нуклон}$ , лежит между максимальным и минимальным значениями потока ядер группы S, приведенными на рис. 15.

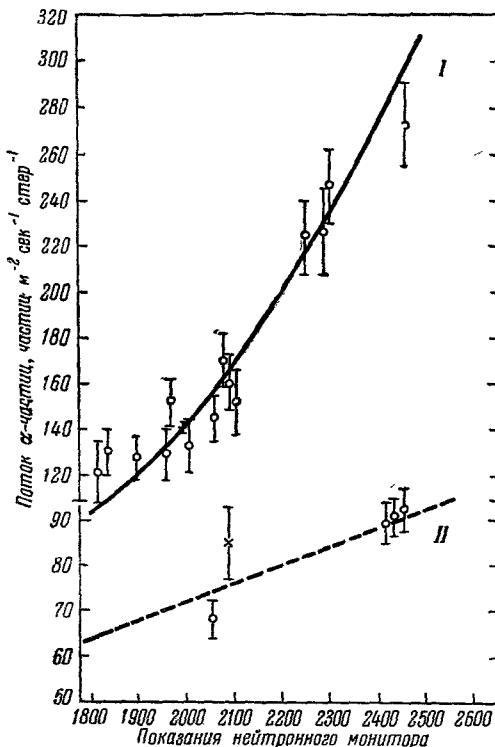


Рис. 16. Зависимость потока  $\alpha$ -частиц от показаний нейтронного монитора по данным<sup>61</sup>.

Кривая I —  $R > 1,5 \text{ Be}$ . Кривая II —  $R > 4,5 \text{ Be}$ ; + — измерения на 2-й космической ракете ( $E_{\text{кин}} > 500 \text{ Мэв/нуклон}$ ), × — измерения на 3-м корабле-спутнике ( $E_{\text{кин}} > 1,5 \text{ Be}/\text{нуклон}$ ), ○ — данные работ<sup>52, 62-67, 51</sup> (взяты из<sup>61</sup>).

В области же больших энергий (экваториальные широты) поток превышает значения, полученные в других работах. С этим связана и относительно малая величина показателя энергетического спектра  $n = 1,06 \pm 0,23$ .

На рис. 17 приведены потоки ядер группы  $M$  в зависимости от показаний нейтронного монитора по данным работы <sup>61</sup> и других измерений

Таблица VII

Дата измерений	Полная энергия обрезания, Мэв/нуклон	Поток ядер с $Z \geq 6$ , частиц $\cdot m^{-2} \times \text{сек}^{-1}$	Номер точки на рис. 15	Литература
19. X. 1957 г. Период солнечно-го минимума	2,6	$6,8 \pm 0,8$	10	68
12. II. 1957 г.	2,6	$7,64 \pm 0,53$	11	40
I. 1957 г.	7,3	$1,03 \pm 0,19$	12	69
I. 1957 г.	7,4	$1,30 \pm 0,19$	13	70
I. 1957 г.	7,4	$1,54 \pm 0,43$	14	71

(рисунок заимствован из <sup>61</sup>). Так как применявшиеся на второй космической ракете и третьем космическом корабле-спутнике счетчики интегрального типа не регистрировали отдельно ядра группы  $M$ , а измеряли суммарный поток ядер с  $Z \geq 5$ , для сопоставления результатов этих измерений с приведенными на рис. 17 было использовано известное из различных работ (см. ниже) отношение потоков ядер группы  $H$  и  $M$ . Оно равно примерно  $1/3$ , т. е. поток ядер группы  $M$  составляет  $3/4$  потока ядер  $M + H$  (ядер с  $Z \geq 6$ ). Найденные таким способом значения потока ядер  $M$ , равные  $3/4 F$  ( $Z \geq 5$ ) по данным второй космической ракеты и третьего корабля-спутника, также показаны на рис. 17.

Для ядер с  $Z \geq 12 \div 14$  трудно провести определенные сопоставления, так как имеется очень мало результатов, относящихся к данной области значений заряда. На рис. 15 приведены результаты измерений на третьем корабле-спутнике. Здесь же показаны точки, полученные во время полетов 2-й и 3-й космических ракет для

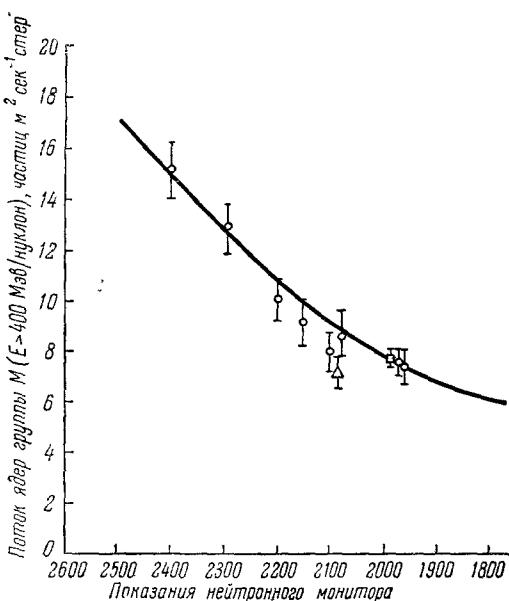


Рис. 17. Зависимость потока ядер группы  $M$  с  $E_{\text{кин}} > 400$  Мэв/нуклон от показаний нейтронного монитора.

○ — Данные работ <sup>48</sup>, <sup>61</sup>, <sup>62</sup>, <sup>72</sup> и др. (по <sup>61</sup>); □ — измерения на 2-й космической ракете; Δ — измерения на 3-м корабле-спутнике; — поток α-частиц по данным работы <sup>61</sup> (уменьшен в 12 раз).

ядер с  $Z \geq 15$ . Для сравнения приведены результаты измерений <sup>46</sup> и <sup>73</sup> (точки 15 и 16 соответственно; см. табл. VIII). Точка 16, приведенная

на рис. 15, относится к ядрам с  $Z \geq 20$ . Так как в области зарядов от 15 до 20 поток первичных ядер мал, сопоставление потоков ядер с  $Z \geq 15$  и  $Z \geq 20$  вполне допустимо. Что же касается ядер с зарядом  $Z \geq 12$ , то поток их может быть заметно больше. Некоторая неопределенность в установке порога интегрального счетчика для ядер этой группы затрудняет проведение сопоставлений. Данные 2-й и 3-й космических ракет дают значение потока ядер с  $Z \geq 15$  несколько меньшее, чем результаты работ<sup>46, 73</sup>.

Таблица VIII

Дата измерений	Поток ядер с энергией $E_{\text{кин}} \geq 1,55$ Бэв/нулон, частиц· $\text{м}^{-2}$ сек $^{-1}$ стер $^{-1}$		Номер точки на рис. 15	Литера- тура
	ядра группы $H$	ядра группы $VH$		
4.II.1959 г.	$1,26 \pm 0,09$	$0,39 \pm 0,06$	16	73
9.III.1958 г.	$1,11 \pm 0,11$	—	—	74
19.X.1957 г.	$1,70 \pm 0,30$	—	—	68
6.II.1956 г.	$2,07 \pm 0,28$	$0,71 \pm 0,23 (Z \geq 20)$ $0,82 \pm 0,23 (Z \geq 15)$	15	{ 46 37
Солнечный ми- нимум	$2,50 \pm 0,20$	$0,69 \pm 0,16$	—	

Если для  $\alpha$ -частиц, а также, по-видимому, и ядер группы  $M$  имеется заметная зависимость величины потока от степени активности Солнца, то для более тяжелых ядер имеющиеся данные не позволяют сделать однозначный вывод о характере зависимости величины их потока от солнечной активности. Из табл. VIII видно, что поток в период солнечного минимума заметно больше потока, измеренного в 1957—1958 гг. Однако имеются указания и другого характера. Так, например, по данным<sup>75</sup> не наблюдается сколько-нибудь существенных изменений потока ядер группы  $H$  за несколько лет. Следует, однако, отметить, что в основном эти данные относятся к периоду минимума солнечной активности, за исключением результатов измерений в 1956 и 1960 гг.

Для того чтобы надежно установить характер 11-летних вариаций потока тяжелых ядер, необходимы дальнейшие эксперименты, которые позволили бы определить поток с достаточно хорошей статистической точностью при помощи однотипной аппаратуры в разные годы.

Измерения потоков ядер групп  $M$  и  $H$  позволили найти величину отношения этих потоков, что весьма существенно для проведения сравнений с теоретическими построениями, связанными с вопросом о происхождении космических лучей. Для этого отношения различные исследователи находят близкие значения. В измерениях<sup>76</sup> (метод фотоэмulsionий)

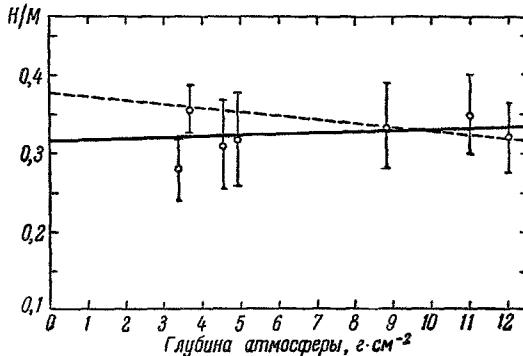


Рис. 18. Зависимость отношения  $H/M$  от глубины, на которой производились измерения. Сплошная линия проведена в<sup>46</sup> по методу наименьших квадратов через точки, взятые из различных работ; пунктирная линия — экстраполяция к границе атмосферы данных работы<sup>46</sup>, полученных на глубине 12 г·см<sup>-2</sup>.

получено отношение  $H/M = 0,38 \pm 0,04$ ; согласно измерениям<sup>61</sup> (при помощи черенковского счетчика, полет 1958 г. на глубине  $6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ )  $H/M = 0,25 \pm 0,07$  (для ядер с энергией  $E_{\text{кин}} > 0,55 \text{ Бэв/нуклон}$ ). На рис. 18 показаны значения отношения  $H/M$ , измеренные на различных глубинах в атмосфере разными исследователями. Пунктиром показана экстраполяция к границе атмосферы данных работы<sup>40</sup>, полученных на глубине  $12 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ . Сплошная линия проведена по методу наименьших квадратов через все показанные на рис. 18 точки. В качестве наилучшего значения в<sup>40</sup> принимается величина  $H/M = 0,34 \pm 0,04$ . Это значение находится в согласии с величиной  $H/M = 0,30 \pm 0,02$ , полученной в<sup>46</sup>. Следует заметить, что по данным этой последней работы отношение не падает, а, наоборот, несколько увеличивается с глубиной остаточного слоя вещества над установкой.

**Ядро группы L.** Приведенное выше значение отношения  $L/S = 0,31 \pm 0,10$  можно сравнить с величиной  $L/S = 0,18 \pm 0,04$ ,

полученной при экстраполяции к границе атмосферы измерений в работе<sup>76</sup>. Эта величина может несколько изменяться в зависимости от того, какие параметры фрагментации использовать при экстраполяции. Например, согласно Ваддингтону, те же экспериментальные данные (т. е.  $L/S = 0,24$ ) после экстраполяции дают значение  $L/S = 0,19 \pm 0,02$ . Полученное нами значение  $L/S = 0,31 \pm 0,10$  несколько лучше согласуется с экстраполяцией данных<sup>40</sup>, дающей значение  $L/S = 0,27$  (рис. 19), а также с данными<sup>61</sup>, полученными в измерениях

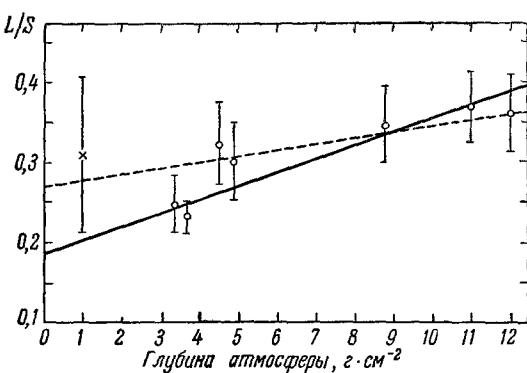


Рис. 19. Зависимость отношения  $L/S$  от глубины, на которой производились измерения.

Обозначения те же, что на рис. 18; для сравнения нанесены данные 3-го корабля-спутника (крестик).

с черенковским счетчиком на глубине  $6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ . Измерения<sup>61</sup> проводились при той же пороговой энергии, что и наши измерения ( $E_{\text{кин}}, p \approx 0,5 \text{ Бэв/нуклон}$ ), и дали значение  $L/S = 0,31 \pm 0,09$  (для полета 1958 г.). Наши данные показаны на рис. 19 крестиком. В эту величину не внесены поправки, связанные с наличием над установкой слоя вещества,  $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  алюминия, и на фрагментацию первичных ядер в самом детекторе. Надо, однако, заметить, что поправки эти невелики, так как слой вещества мал, а кроме того, продукты разрыва ядер в этом слое попадают в детектор, не успевая разойтись, и поэтому создают импульсы, не соответствующие какому-либо определенному значению заряда, а просто увеличивающие суммарный фон. Часть таких случаев исключается наличием отметок о срабатывании более чем одного счетчика в каждой из групп счетчиков телескопа.

Приведенное значение отношения  $L/S$  относится к случаям, включающим импульсы, сопровождавшиеся отметкой о срабатывании более чем одного счетчика в нижнем ряду. Для случаев, не сопровождающихся отметками, получается величина  $L/S$ , в пределах ошибок не отличающаяся от приведенной выше ( $L/S = 0,25 \pm 0,09$ ).

Совокупность экспериментов, проведенных на больших высотах, определенно указывает на присутствие в первичном потоке космических лучей у Земли ядер лития, бериллия и бора в количестве 20—30% от более тяже-

лых ядер. Наблюдаемое количество этих ядер соответствует прохождению космическими лучами в межзвездном пространстве пути  $5 \div 10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  вещества <sup>29-31</sup>, если предполагать, что в первичных космических лучах у источника, как и в среднем в природе, ядра этих элементов практически отсутствуют. Некоторая неопределенность в оценке эффективного количества вещества, проходимого космическими лучами в пространстве, связана с недостаточно точным знанием параметров фрагментации тяжелых ядер в межзвездной среде.

Как уже указывалось, достаточно надежных данных о содержании ядер отдельных элементов в космических лучах еще не имеется. Некоторые сведения о доле ядер с различными зарядами в первичных космических лучах содержатся в табл. IX.

Как видно из табл. IX, хотя данные относительно обилия ядер отдельных элементов и расходятся между собой, имеются и некоторые общие черты, например преобладание ядер углерода по отношению к ядрам кислорода (отношение порядка  $3 \div 2$ ), меньшее содержание ядер азота по сравнению с ядрами углерода и кислорода.

г) Состав космических лучей и распространенность элементов в природе. Одним из общих свойств химического состава космических лучей является уменьшение (хотя и не монотонное) потока ядер с ростом атомного номера  $Z$ . В этом отношении состав космических лучей сходен с составом астрономических объектов. Если бы в процессах образования первичных галактических космических лучей в источниках все ядра ускорялись с одинаковой эффективностью, то естественно было бы ожидать, что химический состав космических лучей у Земли отражал бы в основных чертах состав источников. Однако в действительности химический состав космических лучей существенно отличается от того среднего химического состава, каким обладает большинство наблюдаемых астрономических тел, т. е. от средней распространенности элементов во вселенной. В космических лучах относительное содержание более тяжелых ядер больше, нежели в среднем в природе.

Количественно указанная особенность может быть выражена зависимостью от  $Z$  отношения обилия ядер различных элементов в космических лучах к распространенности их в природе (это отношение обозначим через  $K$ ).

На рис. 20 представлена зависимость  $K(Z)$ , построенная на основе собранных Зюссом и Юри <sup>77</sup> данных о средней распространенности эле-

Таблица IX

Символ элемента	Процентное содержание ядер различных элементов в космическом излучении (% от общего потока ядер с $Z \geq 3$ )			
	по данным <sup>40</sup> (фотоэмulsionии)*	по данным <sup>61</sup> (черепковский счетчик), $E_{\text{кин}} > 0,5 \text{ ЭВ/нуклон}$	по данным <sup>76</sup> (фотоэмulsionии)	по данным измерений на 3-м космическом корабле-спутнике **
Li	3,9	—	5,3	4,0
Be	4,7	6,7	2,3	8,0
B	11,6	10,1	7,4	12,0
C	26,0	28,6	30,1	25,0
N	12,4	13,3	9,7	
O	17,9	17,9	19,4	
F	2,6	—	2,4	
$Z \geq 10$	23,9	16,6	23,4	
$Z > 6$	56,8	47,8	54,9	52,5

\*) Ошибки приведенных величин составляют  $\pm (20 \div 30)\%$ .

\*\*) Процентное содержание ядер Li принято равным  $1/3$  содержания ядер B; для ядер с  $Z > 6$  в этих измерениях получено суммарное обилие всей группы.

ментов в природе и данных о содержании ядер различных групп в космических лучах, приведенных в обзоре<sup>40</sup> и в работе<sup>46</sup>, использованы также результаты измерений, проведенных во время полетов советских космических ракет и спутников<sup>2-5</sup>. Для протонов принято  $K = 1$ , а при использовании данных, полученных на космических ракетах и спутниках, для  $\alpha$ -частиц значение  $K$  нормировалось к 2. Из рис. 20 видно, что, как указано в<sup>78</sup>, величина  $K$  возрастает с ростом атомного номера примерно пропорционально  $Z$ . Однако следует оговориться, что это правило весьма условно. Так, например, для ядер группы  $Z \geq 15$  экспериментальная точка, полученная в работе<sup>3</sup>, более или менее хорошо соответствует такой закономерности, в то время как обычно приводится примерно вдвое большее значение потока этих ядер, и в этом случае соответствующая точка ложится значительно выше. В области же легких ядер группы  $L$  имеется весьма резкое отступление от указанной закономерности. (Значение  $K$  для этой области  $Z$  порядка  $10^5$  и на рис. 20 не показано.) Оно обусловлено тем, что ядра группы  $L$  представлены в космических лучах в заметном количестве, а во вселенной они мало распространены по сравнению с ядрами группы  $M$ . Иначе говоря, кривая зависимости природной распространенности элементов от  $Z$  имеет резкий провал в области значений  $Z = 3 \div 5$ , а соответствующие ядра в космических лучах появляются при взаимодействии более тяжелых ядер с атомами межзвездного водорода.

Некоторую неопределенность вносит также недостаточное знание распространенности элементов в природе. Так, для относительных распространенностей гелия и водорода Камерон<sup>45</sup> приводит значения примерно вдвое большие использованных при составлении рис. 20. Такое соотношение распространенностей гелия и водорода соответствует их содержанию в космических лучах, и в этом случае величина  $K$  имеет одно и то же значение при  $Z = 1$  и при  $Z = 2$ .

Так как приходится использовать значение потоков не для отдельных ядер, а для групп, возникает некоторая неопределенность в значении  $Z$ , соответствующем данному  $K$ . Эта неопределенность незначительна в случае

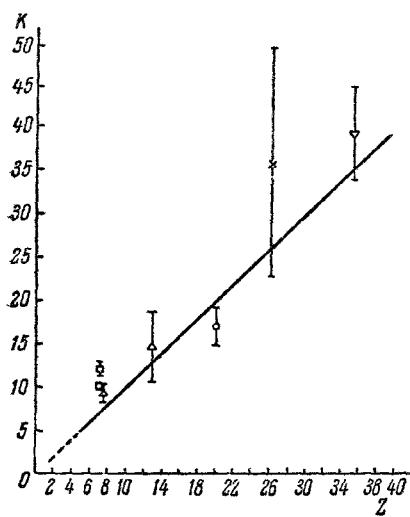


Рис. 20. Отношение содержания ядер в космических лучах к их средней распространенности как функция  $Z$ .

□ — Данные работы<sup>40</sup>; ○ — измерения на 2-й космической ракете; Δ — измерения на 3-м корабле-спутнике; × — данные работы<sup>46</sup>; ∇ — измерения на 3-м ИСЗ. Все результаты нормировались к прямой  $K = Z$  в соответствующих точках: □ — при  $Z = 1$ ; ○ и Δ — при  $Z = 2$ ; × — при  $Z = 7$ ; ∇ — при  $Z = 15$ . Ход  $K(Z)$  в области ядер  $L$  ( $Z \approx 3 \div 5$ ) не показан.

группы  $M$  (соответствующее значение  $K$  отнесено к  $\bar{Z} = 7$ ) и группы ядер с  $Z \geq 12 \div 14$  ( $K$  отнесено к  $\bar{Z} = 13$ ), но, видимо, существенна в случае ядер с  $Z \geq 15$  ( $\bar{Z} = 20$ ) и ядер с  $Z > 30 \div 40$  ( $\bar{Z} = 35$ ). Значение  $K$ , полученное для ядер с  $Z > 30 \div 40$  по данным измерений на 3-м советском искусственном спутнике Земли<sup>2</sup>, является только верхней оценкой этой величины.

Приведенное значение отношения потоков ядер с  $Z > 30 \div 40$  и  $Z \geq 15$  вместе с данными второй космической ракеты для ядер с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 15$  удовлетворительно согласуются с пропорциональной зави-

симальностью от  $Z$  отношения распространенностей ядер различных элементов в космических лучах и в природе (см. рис. 20).

Общая закономерность увеличения отношения  $K$  с ростом  $Z$ , по-видимому, указывает на преимущественный характер ускорения тяжелых ядер в источниках космических лучей. Один из возможных механизмов преимущественного ускорения ядер указан в работах <sup>29-31, 79</sup>.

### 3. Вариации потока ядерной компоненты космических лучей и ядра солнечного происхождения

Вариации космических лучей, связанные с солнечной деятельностью, можно разбить на два класса:

1) вариации, обусловленные модуляцией первичных космических лучей галактического происхождения (11-летние вариации и смещение порога высоколатитного обрезания, спады интенсивности типа Форбуша и др.);

2) вариации, связанные с генерацией космических лучей на Солнце.

Хорошо известно, что интенсивная генерация космических лучей на Солнце осуществляется во время некоторых хромосферных вспышек. Однако в настоящее время природа хромосферных вспышек еще не изучена в той мере, которая позволила бы полностью объяснить все явления, происходящие во время вспышки; в частности, не ясно, каков механизм генерации частиц солнечных космических лучей, наблюдавшихся при вспышках.

Приведем некоторые характеристические особенности хромосферных вспышек и характеризующие их параметры. Развитие хромосферных вспышек носит «взрывной» характер: после появления вспышки ее видимая яркость возрастает очень быстро в десятки раз и достигает максимума за несколько минут (а иногда даже меньше чем за минуту). Область, охваченная вспышкой, имеет протяженность в десятки тысяч км. Уменьшение яркости вспышки происходит значительно медленнее.

В табл. X приведены средние характеристики вспышек различной мощности <sup>80</sup>. Наибольшая доля излучения хромосферной вспышки испускается в виде линейчатого спектра. Всего ярче в видимой области линия излучения водорода  $H_{\alpha}$  (6563 Å). В двух последних столбцах в табл. X приведены данные об интенсивности, измеренной в центре водородной линии  $H_{\alpha}$  и о ширине этой линии, характеризующие видимую яркость вспышки в максимуме ее развития. Интенсивность, близкую к интенсивности линии  $H_{\alpha}$ , имеют линии однократно ионизованного кальция. Менее интенсивны линии гелия, ионизованного железа и атомов других металлов, имеющихся в хромосфере <sup>80</sup>.

Таблица X

Класс*) (мощ- ность) вспыш- ек	Средняя продол- житель- ность, мин	Площадь в миллионных долиях солн- ечной полу- сферы **)	Отношение интенсивнос- ти в центре линии $H_{\alpha}$ к интенсивно- сти непре- рывного спектра	Шири- на линии $H_{\alpha}$ , Å
1	17	100—300	0,8—1,75	2—4
2	29	300—750	1,75—2,1	4—6
3	62	750—1200	2,1—2,4	6—8
3 <sup>+</sup>	~180	>1200	>2,4	>8

\*) Для вспышек менее ярких, чем класс 1, употребляется обозначение 1<sup>-</sup>; для вспышек, яркость которых меньше, чем у вспышек класса 2, но больше чем класса 1, употребляется обозначение 1<sup>+</sup> и соответственно для промежуточных между 2 и 3 классами обозначение 2<sup>+</sup>.

\*\*) Одна миллионная доля солнечной полусферы равна  $3,04 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ .

Часто хромосферные вспышки сопровождаются всплесками радиоизлучения. Появление всплеска радиоизлучения запаздывает иногда на несколько минут по отношению к началу оптической вспышки. Более подробное описание свойств хромосферных вспышек и сопровождающих их всплесков радиоизлучения можно найти в работах<sup>80-82</sup>.

Нарастание интенсивности испускаемых во время вспышки космических лучей, по имеющимся данным, происходит очень резко. Это особенно хорошо видно при наблюдении больших «вспышек» космических лучей, когда их интенсивность растет в сотни раз и начало возрастания может быть зарегистрировано с большой точностью. Такого рода наблюдения показывают, что увеличение интенсивности космических лучей до максимального значения происходит за несколько минут. При этом начало крутого возрастания интенсивности солнечных космических лучей высокой энергии, наблюдавшихся на Земле, запаздывает по отношению к моменту максимальной яркости видимой хромосферной вспышки всего на 5—10 минут, а в некоторых случаях даже меньше. Частицы меньших энергий приходят позже. Это запаздывание связано, возможно, не только с дисперсией скоростей частиц, но также и с различиями в условиях рассеяния частиц разных энергий в окрестностях Солнца<sup>83-86</sup>.

Продолжительность «вспышки» интенсивности космических лучей намного превышает длительность видимой хромосферной вспышки и достигает десятков часов. Это может быть объяснено различными причинами, в частности диффузией частиц космических лучей в межпланетных магнитных полях<sup>83-86</sup>.

Многочисленные наблюдения «вспышек» интенсивности космических лучей на уровне моря и в стратосфере не оставляют сомнений в том, что во время хромосферных солнечных вспышек генерируются протоны с кинетической энергией, достигающей нескольких сотен  $M_{эв}$ , а иногда и нескольких  $E_{эв}$ . Однако до недавнего времени оставался открытым вопрос о том, ускоряются ли при этом также и ядра различных элементов.

Кратковременные возрастания потоков ядер, связанные с хромосферными солнечными вспышками, впервые были обнаружены во время полета 2-й космической ракеты<sup>3, 7, 8</sup>. Использованная аппаратура состояла из двух независимо действующих черенковских счетчиков интегрального типа, один из которых регистрировал ядра с  $Z \geq 2$ , а другой — ядра с  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 15$ . За все время полета ракеты было зарегистрировано 100 ядер с зарядом  $Z \geq 15$ , более 3000 ядер с зарядом  $Z \geq 5$  и около 30 000 ядер с зарядом  $Z \geq 2$ . Значения скорости счета ядер, полученные усреднением по длительным интервалам времени, оставались практически постоянными на больших расстояниях от Земли (далее 45—50 тыс. км). Однако временами скорость счета значительно отклонялась от среднего значения.

Наиболее заметный случай кратковременного увеличения интенсивности был зарегистрирован 12 сентября в 11 час. 27 мин. по мировому времени, когда наблюдалось возрастание числа отсчетов в обоих приборах, продолжавшееся примерно 17 минут. Этот случай показан на рис. 21, где приведена зависимость скорости счета различных групп ядер от времени.

Если использовать для определения скорости счета промежутки времени, в течение которых прибор регистрирует заданное число ядер, то скорость счета обратно пропорциональна величине соответствующих временных интервалов. На рис. 21 значения скорости счета (интенсивности) ядер получены по величине промежутков времени, необходимых

для регистрации 96 ядер с  $Z \geq 2$ , восьми ядер с  $Z \geq 5$  и двух ядер с  $Z \geq 15$ . Штрихом показаны средние (за 12 часов) значения темпа счета.

В течение 17 минут после 11 час. 27 мин. было зарегистрировано 512 ядер с  $Z \geq 2$  при среднем их числе за такой же интервал времени, равном 388. Принимая во внимание, что прибор имел пересчетную схему с коэффициентом пересчета 32, можно считать, что число ядер за 17 минут было не менее 480 и превышало среднее значение на величину, равную примерно четырехкратной статистической ошибке. Вероятность того, что это возрастание является следствием статистической флюктуации, меньше  $10^{-5}$ .

Одновременно увеличилось число отсчетов ядер с  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 15$ . Число отсчетов в каналах для регистрации ядер с  $Z \geq 2$ ,  $Z \geq 5$  и  $Z \geq 15$  возросло в  $1,3 \pm 0,1$ ;  $1,5 \pm 0,3$  и  $11,8 \pm 3,7$  раза соответственно \*). Вероятность такого возрастания в результате статистической флюктуации для группы ядер с  $Z \geq 15$  еще на несколько порядков меньше, чем для группы с  $Z \geq 2$ .

Одновременное возрастание темпа счета в двух независимых счетчиках с определенностью указывает на вариацию ядерной компоненты.

Следует отметить, что возрастание числа отсчетов в канале для регистрации ядер с  $Z \geq 5$  в значительной степени обусловлено возрастанием числа отсчетов в канале с  $Z \geq 15$ . После вычитания отсчетов, вызванных прохождением ядер с  $Z \geq 15$ , число отсчетов в канале для регистрации ядер с  $Z \geq 5$  отличается от среднего на величину, большую всего лишь одной статистической ошибки.

Таким образом, существенную вариацию обнаружили тяжелые ядра с  $Z \geq 15$ , менее значительной была вариация потока  $\alpha$ -частиц. По данным работы <sup>16</sup> в соответствующем интервале времени вариации потока протонов не наблюдалось.

Кроме описанного выше случая возрастания скорости счета ядерной компоненты, наблюдались и другие случаи, которые характеризовались

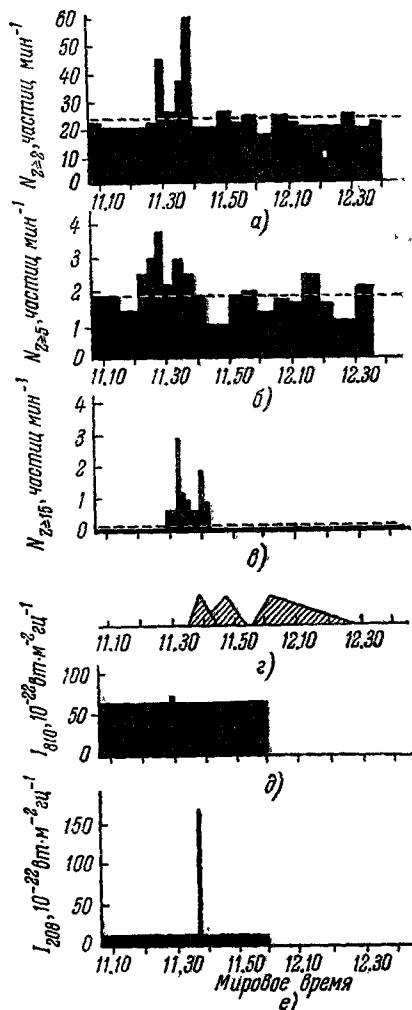


Рис. 21. Сопоставление изменений интенсивности ядер различных групп с явлениями на Солнце 12 сентября 1959 г.

а) Интенсивность ядер с  $Z \geq 2$ ; б) интенсивность ядер с  $Z \geq 5$ ; в) интенсивность ядер с  $Z \geq 15$ ; г) хромосферные вспышки (размер основания треугольника — продолжительность вспышки, положение вершины — момент максимума яркости или середина интервала); д) средняя интенсивность радиоизлучения Солнца и кратковременные всплески на частоте 810 Мгц (схематическое изображение); е) то же самое на частоте 208 Мгц; по оси абсцисс отложено мировое время; штриховыми линиями на первых трех рисунках соответствуют средние интенсивности.

\*). Указанные ошибки включают как статистические ошибки, так и ошибки связанные с системой регистрации. При обработке использовались данные полученные одновременно с нескольких наземных приемных пунктов. Это полностью исключает возможность ошибок вследствие помех при приеме сигналов.

меньшим увеличением потока. Так, например, 12 сентября в 12 час. 57 мин. было зарегистрировано возрастание, длившееся около 13 мин. В это время скорость счета ядер с  $Z \geq 15$  увеличилась примерно в шесть раз, тогда как скорость счета ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 5$  не возросла.

В другом случае, который был зарегистрирован 12 сентября в 15 час. 23 мин. и продолжался 25 минут, скорость счета ядер с  $Z \geq 15$  и с  $Z \geq 2$  возросла в 4 и 1,2 раза соответственно, а скорость счета ядер с  $Z \geq 5$  не возросла. Оценка показывает, что в обоих случаях вероятность такого возрастания вследствие статистических флуктуаций не превышает  $3 \cdot 10^{-3}$ .

13 сентября в 7 час. 07 мин. по мировому времени было зарегистрировано возрастание потока ядер с  $Z \geq 2$  в полтора раза, длившееся

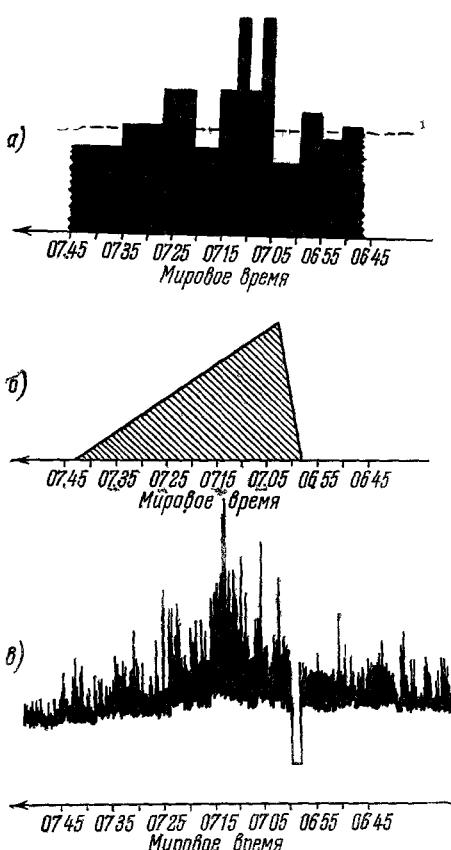


Рис. 22. Возрастание потока  $\alpha$ -частиц и сопутствующие явления на Солнце 13 сентября 1959 г.

а) Скорость счета ядер с  $Z > 2$  (штриховая линия — средняя скорость счета), б) схематическое изображение хромосферной вспышки, в) осциллограмма всплеска радиоизлучения на частоте 208 Мгц, по оси абсцисс отложено мировое время

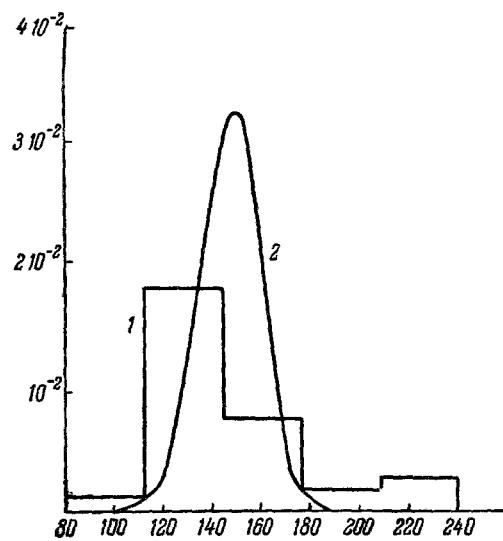


Рис. 23. Полученное экспериментально 1 и вычисленное 2 распределение ядер с  $Z \geq 2$ .

По оси абсцисс отложено число ядер, зарегистрированных в шестиминутном интервале, по оси ординат — относительная частота появления интервалов с таким числом ядер и соответствующее значение вероятности.

около 7 минут (рис. 22). В этом случае возрастание также не может быть истолковано как статистическая флуктуация, так как ее вероятность ничтожно мала.

Нестатистический характер отмеченных отклонений интенсивности от ее средних значений наглядно проявляется, если произвести сравнение распределения числа ядер, зарегистрированных в равных интервалах, с распределением Пуассона.

На рис. 23 показаны вычисленное и экспериментально полученные распределения для ядер с  $Z \geq 2$ . Плавная кривая описывает вычисленное

распределение: оно выражается законом Пуассона, переходящим для большого числа ядер, регистрируемых в каждом интервале, в закон Гаусса с дисперсией, равной среднему значению. Ступенчатая кривая описывает экспериментально полученное распределение для 8480 ядер с  $Z \geq 2$  при разбиении на шестиминутные интервалы.

На рис. 24 показано распределение для 96 ядер с  $Z \geq 15$  при разбиении на интервалы длительностью 27,5 минуты (ступенчатая кривая). На этом же рисунке показана кривая Пуассона для соответствующего среднего числа ядер (среднее число ядер за 27,5 минуты было равно 2). На рис. 23 и 24 видны увеличения числа отсчетов явно нестатистического характера.

Кратковременность наблюдавшихся вариаций интенсивности ядерной компоненты наводит на мысль об их связи с быстро протекающими процессами на Солнце, например с хромосферными вспышками. Если выход ядер с поверхности Солнца происходит одновременно с образованием хромосферной вспышки, возрастание потока ядер может наблюдаться почти одновременно с появлением вспышки, так как скорость ядер, регистрируемых черенковским счетчиком,  $v > 0,67c$ .

Для того чтобы сопоставить зарегистрированные кратковременные увеличения интенсивности потока ядер с длительностью Солнца, были просмотрены данные различных обсерваторий по наблюдению за хромосферными вспышками.

В интервале времени, соответствующем возрастанию интенсивности ядерной компоненты 12 сентября от 11 час. 27 мин. до 11 час. 44 мин., двумя обсерваториями были зарегистрированы хромосферные вспышки класса 1<sup>-</sup>, начавшиеся в 11 час. 36 мин. и в 11 час. 39 мин. с гелиографическими координатами 21° N, 38° E и 19° N, 33° E соответственно. Во втором случае вспышка зарегистрирована в непосредственной близости от небольшого солнечного пятна (гелиографические координаты пятна в момент появления вспышки были 20° N, 32° E).

Другие упомянутые случаи возрастаний также могут быть сопоставлены с хромосферными вспышками. Возрастание, зарегистрированное 12 сентября в интервале от 12 час. 57 мин. до 13 час. 10 мин., произошло за время хромосферной вспышки класса 1<sup>-</sup>, длившейся от 12 час. 45 мин. до 13 час. 40 мин. Случаю возрастания, отмеченному 12 сентября в 15 час. 23 мин., предшествовала хромосферная вспышка класса 1<sup>-</sup>, продолжавшаяся от 15 час. 08 мин. до 15 час. 20 мин. По другим данным в точке с теми же гелиографическими координатами наблюдалась хромосферная вспышка в более позднее время. Хромосферные вспышки, сопоставляемые с этими двумя случаями кратковременного возрастания потока ядерной компоненты, возникли вблизи больших групп солнечных пятен. 13 сентября в 7 час. 05 мин. наблюдалась хромосферная вспышка

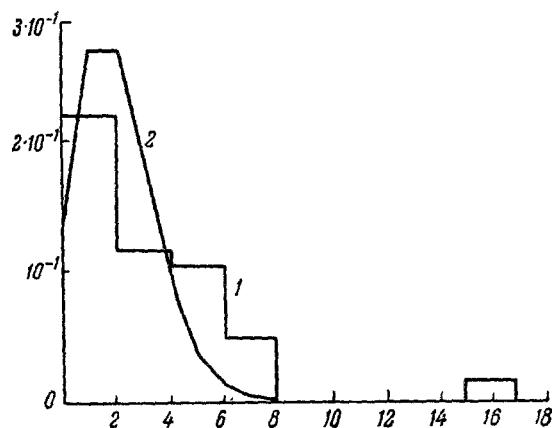


Рис. 24. Полученное экспериментально 1 и вычисленное 2 распределения ядер с  $Z \geq 15$ . По оси абсцисс отложено число ядер, зарегистрированных в интервале 27,5 мин., по оси ординат — относительная частота появления интервалов с таким числом ядер и соответствующее значение вероятности.

класса 1 с максимумом яркости в 7 час. 06 мин., длившаяся до 7 час. 22 мин. Эта вспышка по времени соответствует возрастанию потока ядер с  $Z \geq 2$  в 7 час. 07 мин. (см. рис. 22).

Таким образом, все наиболее заметные возрастания потоков ядер, зарегистрированные во время полета 2-й космической ракеты, сопровождались слабыми хромосферными вспышками. Поскольку, однако, число слабых хромосферных вспышек велико, вероятность случайного совпадения времени возникновения вспышки с временем возрастания потока ядер значительна. Поэтому имеющиеся данные еще не позволяют сделать окончательного утверждения о полной корреляции между этими явлениями.

Более характерным является совпадение по времени кратковременных возрастаний потока ядер с всплесками радиоизлучения Солнца. Например, во время кратковременного возрастания интенсивности ядер 12 сентября 1959 г. между 11 час. 27 мин. и 11 час. 44 мин. были зарегистрированы два всплеска радиоизлучения. Оба эти всплеска радиоизлучения схематически показаны в нижней части рис. 21. В 11 час. 29 мин. Краковская обсерватория<sup>87</sup> отметила короткий всплеск интенсивности радиоизлучения Солнца на частоте 810 Мгц, длившийся менее 0,3 минуты. Следует отметить, что такие всплески — редкие явления. При ежедневном наблюдении по шесть часов в сутки Краковской обсерваторией было зарегистрировано в течение месяца с 1 по 30 сентября еще только пять всплесков, из которых четыре превосходили по величине всплеск, наблюдавшийся 12 сентября. При такой частоте вероятность случайного совпадения всплеска с кратковременным возрастанием потока ядер, отмеченным 12 сентября в 11 час. 27 мин., не превышает  $10^{-2}$ .

В тот же день в 11 час. 37 мин. обсерваторией Института земного магнетизма и распространения радиоволн АН СССР вблизи Москвы был отмечен всплеск солнечного радиоизлучения на частоте 208 Мгц<sup>88</sup>. Величина всплеска составляла  $170 \cdot 10^{-22} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{гц}^{-1}$ , 13 сентября в 7 час. 13 мин. та же обсерватория наблюдала другой всплеск интенсивностью  $169 \cdot 10^{-22} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{гц}^{-1}$  на частоте 208 Мгц (см. рис. 22). Оба всплеска на этой частоте сопровождались длительным повышением интенсивности типа шумовой бури.

Однако сами всплески, резко выделяющиеся по величине над общим фоном, имели длительность порядка нескольких секунд. За все время наблюдения обсерваторией ИЗМИРАНа 12 и 13 сентября (т. е. за 12 часов) было зарегистрировано только три всплеска на частоте 208 Мгц, интенсивность которых превосходила  $150 \cdot 10^{-22} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{гц}^{-1}$ . Два из них, упомянутые выше, совпадали по времени с кратковременными возрастаниями интенсивности ядерной компоненты. Вероятность того, что это совпадение является случайным, порядка  $10^{-2}$ .

В наиболее заметном случае кратковременного возрастания потока ядер 12. IX. 1959 г. (в 11 час. 27 мин.— 11 час. 44 мин.) нет хорошей корреляции с видимой хромосферной вспышкой: слабая хромосферная вспышка класса 1<sup>-</sup> началась только в 11 час. 36 мин., т. е. с запаздыванием по отношению к началу возрастания потока ядер. Однако следует учесть, что для слабых вспышек различные наблюдатели нередко указывают время начала вспышки, различающееся на несколько минут. Поэтому вполне возможно, что вспышка началась не в 11 час. 36 мин., а немногого раньше, и ее начало в действительности совпало с всплеском радиоизлучения на частоте 810 Мгц, зарегистрированным в 11 час. 29 мин. С другой стороны, наиболее резкое возрастание потока ядер зарегистрировано не в 11 час. 27 мин., а примерно на 3—5 минут позже, т. е. приблизительно через 1—3 минуты после всплеска радиоизлучения. Таким образом,

можно считать, что начало вспышки, всплеск радиоизлучения на частоте 810 Мгц и момент выброса ядер совпадают. Малое запаздывание момента резкого возрастания потока ядер, зарегистрированного аппаратурой, по отношению к всплеску радиоизлучения указывает на значительную энергию ядер (порядка 10 Бэв).

Данные о кратковременных возрастаниях интенсивности ядерной компоненты во время полета второй космической ракеты и о сопутствующих им проявлениях солнечной деятельности собраны в табл. XI.

В связи с наблюдавшимися кратковременными увеличениями потоков ядер можно упомянуть случай <sup>89</sup>, зарегистрированный 20 марта 1958 г. Наблюдения проводились при помощи ионизационной камеры и газоразрядного счетчика на глубине 10 г·см<sup>-2</sup>. В течение очень короткого времени (18 сек) число отсчетов счетчика и ионизация в камере заметно возросли. Это возрастание совпало с всплесками радиоизлучения на частотах 1500 и 10 000 Мгц (рис. 25). В этот период средняя ионизация, создаваемая заряженными частицами, составляла 1,7 от минимальной ионизации. Авторы работы <sup>89</sup>, основываясь на лабораторных градуировочных измерениях, интерпретируют этот случай как вспышку  $\gamma$ -лучей, образовавшихся вследствие торможения электронов в атмосфере Солнца.

Следует отметить, что, как указывали сами авторы, для объяснения принятой в <sup>89</sup> интенсивности  $\gamma$ -излучения необходимо использовать интенсивность электронов примерно в 10<sup>4</sup> раз большую, чем та, которая получается в этом случае по данным о величине всплесков радиоизлучения. В работе <sup>89</sup> предлагаются возможные качественные объяснения этого несоответствия, но такое затруднение вообще не возникает, если интерпретировать кратковременное повышение ионизации в камере как результат регистрации всплеска интенсивности ядер.

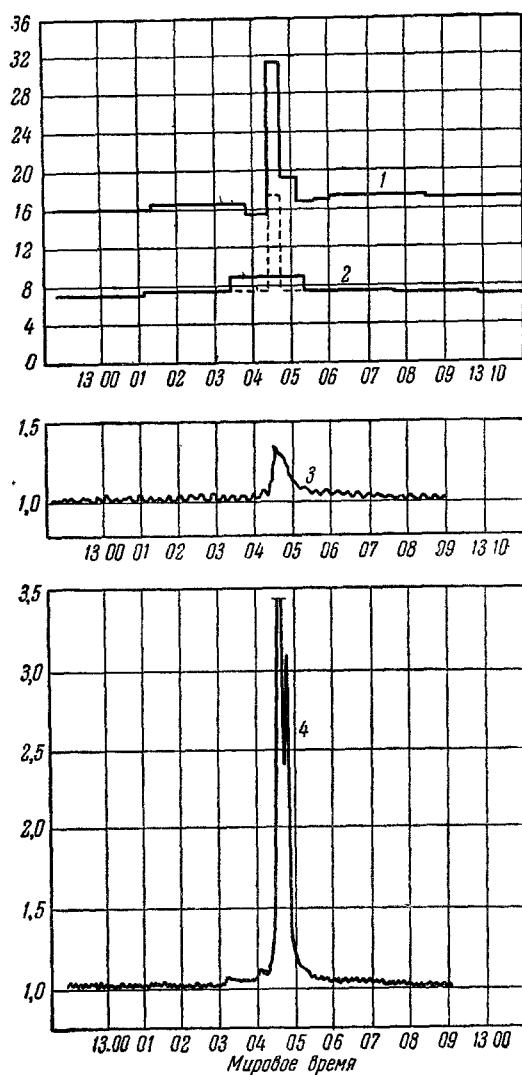


Рис. 25. Кратковременное возрастание интенсивности, регистрируемой ионизационной камерой и газоразрядным счетчиком, наблюдавшееся 20 марта 1958 г. <sup>89</sup>.

1 — Скорость счета газоразрядного счетчика (*отсчет/сек*); 2 — показания ионизационной камеры ( $10^3$  *ымп/сек*), усредненные за 2 минуты (пунктиром отмечено возрастание в камере, которое должно наблюдаваться, если длительность вспышки считать равной 18 сек), 3 и 4 — радиоизлучение Солнца на волнах 21 и 3 см соответственно.

Дата	Возрастания потоков ядер				Хромосферные вспышки		
	время нача- ла возрас- тания	дли- тель- ность	заряд ядра	отношение за- регистриро- ванной ско- ростей счета к средней за пе- риод измере- ний	время нача- ла вспышки	время мак- симума вспышки	длитель- ность вспышки
12.IX.59 г.	11 ч. 27 м.	17 м.	$Z \geq 2$ $Z \geq 5$ $Z \geq 15$	1,3 1,5 11,8	11 ч. 36 м. 11 ч. 39 м.	11 ч. 39 м. —	9 м.**) 15 м.**)
12.IX.59 г.	12 ч. 57 м.	13. м.	$Z \geq 2$ $Z \geq 5$ $Z \geq 15$	*) *) 6	12 ч. 45 м.	—	55 м.
12.IX.59 г.	15 ч. 23 м.	25 м.	$Z \geq 2$ $Z \geq 15$ $Z \geq 5$	1,2 4 *)	15 ч. 08 м.	—	>42 м.
13.IX.59 г.	07 ч. 07 м.	7 м.	$Z \geq 2$	1,6	07 ч. 04 м. 06 ч. 58 м.	07 ч. 06 м. 07 ч. 03 м.	18 м. 44 м.

\*) Потоки этих групп ядер не обнаружили возрастаний, выходящих за

\*\*) Гелиографические координаты этих двух вспышек, зарегистрированных в

Если наблюдения с ионизационной камерой и счетчиком могут быть интерпретированы двояким образом, то измерения, выполненные при помощи черенковского счетчика на 2-й космической ракете, нельзя объяснить регистрацией  $\gamma$ -лучей. Такому предположению противоречат прежде всего данные измерений сцинтилляционным счетчиком<sup>16</sup>, а также результаты измерений при помощи индикатора излучения (см. <sup>31</sup>), установленных на 2-й космической ракете. Учитывая высокую эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения сцинтилляционным счетчиком, можно было бы ожидать возрастания числа отсчетов этого счетчика и возрастания полной ионизации, регистрируемой в кристалле. Однако заметных эффектов подобного рода в период повышенного счета черенковского счетчика не наблюдалось. Увеличение потока ядер также должно привести к возрастанию ионизации, регистрируемой по световому выходу в сцинтилляторе, но регистрируемое возрастание может оказаться небольшим, так как в этом случае излучение в кристалле выделяется относительно редкими, но большими импульсами и возможен эффект насыщения фотомножителя.

Кроме того, если пытааться объяснить увеличение числа отсчетов при пороге черенковского счетчика, соответствующем  $Z_{\text{п}} \sim 15$ , одновре-

Таблица XI

Необычные явления в радиодиапазоне излучения Солнца						
класс (мощность) вспышки	время начала явления	время конца явления	время максимальной интенсивности	частота, $M\text{гц}$	интенсивность, $10^{-22} \text{ ен}\cdot\text{м}^{-2}\times\text{сц}^{-1}$	характеристика явления
1- 1-	11 ч. 29 м.	11 ч. 29,5 м.	11 ч. 29 м.	810	74	Одиночный всплеск длительностью меньше 0,3 мин.
	06 ч. 00 м.	12 ч. 00 м.	11 ч. 37 м.	208	170	Короткий всплеск (в 11 ч. 37 м.) на фоне продолжительной шумовой бури
	06 ч. 40 м.	13 ч. 17 м.	06 ч. 50 м.	231	65	Длительная шумовая буря
1-	06 ч. 40 м.	13 ч. 17 м.	06 ч. 50 м.	231	65	Длительная шумовая буря
1-						
1 1	06 ч. 00 м. 06 ч. 05 м. 07 ч. 00 м.	12 ч. 00 м. 15 ч. 10 м. 11 ч. 30 м.	07 ч. 13 м. 13 ч. 20 м. 10 ч. 06 м.	208 231 178	169 70 136	Длительная шумовая буря с максимумом интенсивности в 06 ч. 13 м. на частоте 208 $M\text{гц}$

пределы статистических ошибок, различных обсерваториях, близки между собой (возможно, это одна и та же вспышка).

менным образованием в детекторе большого числа комптон-электронов под действием  $\gamma$ -лучей, то пришлось бы потребовать, чтобы в  $\gamma$ -излучение переходило слишком большое количество энергии (по сравнению с излучаемым в видимой области). Действительно, при таком предположении около 225 комптон-электронов должны быть образованы в детекторе за время порядка 30 мксек (разрешающее время усилительного канала радиосхемы). Считая, что вероятность образования одного комптон-электрона равна примерно  $10^{-2}$ , получим для интенсивности  $\gamma$ -излучения значение  $7,5 \cdot 10^8 \text{ квант}\cdot\text{сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$ . Даже при энергии кванта, равной всего 1000 кэв, поток энергии  $\gamma$ -излучения на орбите Земли составит примерно  $80 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ .

Эту величину можно сравнить с приведенной в <sup>89</sup> оценкой потока энергии  $\gamma$ -лучей ( $E_\gamma = 500 \text{ Мэв}$ ) и с потоком энергии в линии  $H_\alpha$  при вспышках класса 2: соответствующие потоки были  $2 \cdot 10^{-5}$  и  $0,3 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ . Если учесть, что в нашем случае не наблюдалось вспышки класса 2, то получим еще большее несоответствие в потоках энергии, если предполагать, что возрастание обусловлено  $\gamma$ -лучами.

Для наблюдения кратковременных вариаций потоков ядер условия полетов на космических ракетах наиболее благоприятны, так как в этом

случае исключается влияние магнитного поля Земли. При наблюдениях же на спутниках поток ядерной компоненты все время меняется вследствие широтного эффекта и регистрация кратковременных вариаций затрудняется. Тем не менее, сравнивая поток в данный момент со средним значением на соответствующей геомагнитной широте, можно выделить вариации потока ядер. При этом в случае измерений на спутниках наиболее эффективны с точки зрения регистрации вариаций наблюдения

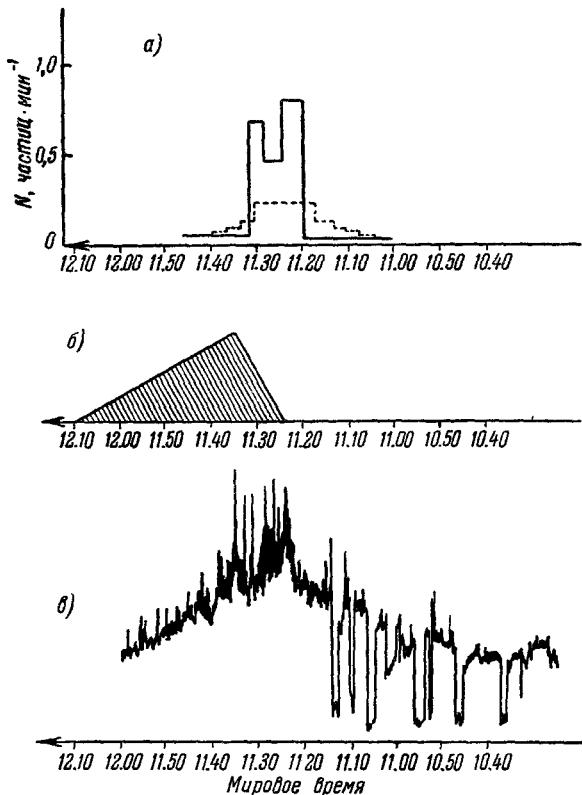


Рис. 26. Кратковременное возрастание интенсивности ядер с  $Z \geq 12 - 14$ , зарегистрированное 1.XII.1960 г. (полет 3-го корабля-спутника).

а) Скорость счета ядер с  $Z \geq 12 - 14$  (пунктир — средняя скорость счета на соответствующих широтах); б) схематическое изображение хромосферной вспышки; в) осциллограмма радиоизлучения Солнца на частоте 208 Мгц (получена в лаборатории ИЗМИРАНа).

в области высоких широт, т. е. там, где вследствие высок широтного обрезания (или из-за наличия энергетического порога самого черенковского счетчика) поток перестает меняться с увеличением широты. Случай кратковременного возрастания потока ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 12 - 14$ , зарегистрированный во время полета третьего космического корабля-спутника, описан в работе <sup>9</sup>. Как и в случаях, зарегистрированных во время полета второй космической ракеты, кратковременное возрастание потока ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 12 - 14$  сопровождалось хромосферной вспышкой (мощность вспышки  $1^+$ ) и всплеском радиоизлучения Солнца (рис. 26). Следует указать, что в этом случае не было возрастания потока ядер с  $Z \geq 5$ .

Интересно отметить, что в том же интервале времени, когда наблюдалось резкое увеличение потока ядер с  $Z \geq 2$  и  $Z \geq 12 \div 14$ , был зарегистрирован приход ядра с  $Z \geq 31 \div 34$ . За сутки наблюдений это был единственный случай регистрации ядра с таким большим зарядом, и, следовательно, вероятность случайного совпадения этих двух событий невелика (меньше  $10^{-2}$ ). Можно предположить, что совпадение это не случайно и означает, что поток ядер с  $Z \geq 31 \div 34$  также существенно возраст, но вследствие малой светосилы установки был зарегистрирован лишь один случай попадания ядра этой группы в детектор черенковского счетчика. Для выявления кратковременных вариаций ядер с зарядом больше 30 необходимы счетчики с большой светосилой, т. е. с большими размерами детектора.

В настоящее время трудно указать, как происходит ускорение тяжелых ядер на Солнце, как осуществляется выброс ядер из атмосферы Солнца и какова связь этих процессов с радиоизлучением. Однако малая вероятность случайного совпадения наблюдавшихся явлений делает правдоподобным предположение об их связи. Существование кратковременных возрастаний потоков ядер космических лучей свидетельствует о том, что на Солнце протекают процессы, в которых ядра ускоряются до кинетических энергий, превышающих  $0.5 \cdot 10^9$  эв/нуклон, причем это имеет место и во время небольших хромосферных вспышек. Наблюдаемый эффект проще всего объяснить, если считать, что на Солнце в определенных случаях происходит преимущественное ускорение более тяжелых ядер. Другими словами, можно предположить, что на Солнце действуют по крайней мере два различных механизма генерации космических лучей. Один из них (более распространенный) приводит преимущественно к ускорению протонов и, может быть, столь же эффективному ускорению других ядер (последнее означает, что зарядовый спектр ускоренных ядер примерно соответствует относительной распространенности ядер в солнечной атмосфере). Второй механизм, наоборот, приводит к преимущественному ускорению не протонов, а ядер и, видимо, в основном даже только более тяжелых ядер (ускорение  $\alpha$ -частиц в этом последнем случае может быть связано с большей распространенностью  $\text{He}^4$ , что компенсирует малую эффективность ускорения). Механизм такого типа известен<sup>29, 79</sup>. Заметим, что привлечение двух или даже большего числа механизмов ускорения частиц на Солнце не должно вызывать особого удивления. Достаточно вспомнить, что для объяснения спорадического солнечного радиоизлучения также приходится привлекать несколько механизмов генерации радиоволн<sup>90</sup>. Отметим также, что в случае генерации одних лишь быстрых ядер давление этих быстрых частиц в солнечной атмосфере может быть недостаточно сильным, чтобы существенным образом трансформировать солнечные и околосолнечные магнитные поля. В результате выход частиц за пределы солнечной короны будет затруднен и в солнечной системе (в частности, у Земли) будут наблюдаться лишь ядра с высокой энергией  $E_{\text{кин}} \geq 10^9$  эв/нуклон. Поэтому кратковременные возрастания интенсивности ядер, регистрируемых черенковским счетчиком, могут не сопровождаться последующим возрастанием интенсивности ядер с меньшей энергией.

Мыслима и другая интерпретация наблюдавшегося возрастания потока тяжелых ядер. Допустим, что на Солнце ускоряются примерно с равной эффективностью все ядра, но общее давление образующихся космических лучей невелико и, следовательно, их выход из солнечной атмосферы затруднен. Тогда будут в первую очередь выходить частицы с наибольшей магнитной жесткостью  $R = Apz/Ze$ . Это значит, что в межпланетном пространстве преимущественно появятся не только

частицы с возможно большими импульсами на нуклон  $p$  (см. выше), но и тяжелые ядра, «обросшие» электронами (на эту возможность обратил наше внимание С. И. Сыроватский). В последнем случае эффективный заряд частицы  $Z$  может быть значительно меньше заряда ядра  $i$ , следовательно, жесткость  $R$  в  $A/Z$  раз больше жесткости протонов и в  $A/2Z$  раз больше жесткости  $\alpha$ -частиц с теми же значениями  $p$  (если  $A \sim 30$  и  $Z \sim 1 \div 2$ , то получается увеличение жесткости больше чем на порядок).

В последнее время появилось несколько работ <sup>91-95</sup>, в которых сообщалось о наблюдении ядер солнечного происхождения, но, в отличие от <sup>7-9, 11</sup>, наблюдались в основном нерелятивистские частицы.

Поскольку вопрос о генерации ядер во время хромосферных вспышек представляет большой интерес, мы кратко изложим результаты работ американских исследователей <sup>91-94</sup>.

Для регистрации протонов и ядер в <sup>91-93</sup> использовались толстослойные фотоэмulsionии, поднимавшиеся на ракетах вскоре после того, как по данным риометров регистрировалась мощная хромосферная вспышка. Измерения проводились на геомагнитной широте  $60,7^\circ N$ , что позволяло регистрировать частицы малых энергий. Эмульсии поднимались до высоты 130 км и экспонировались таким образом в течение нескольких минут под слоем атмосферы, составляющим менее  $0,01 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ . Над эмульсиями располагался слой вещества ( $0,19 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ), более тяжелого чем алюминий.

В описываемых работах <sup>91-93</sup> в трех случаях была обнаружена повышенная интенсивность протонов,  $\alpha$ -частиц, ядер группы  $M$  и более тяжелых ядер. В табл. XII приведены величины потоков ядер группы  $M$

Таблица XII

Дата и время (мировое)		Поток ядер группы $M$ с $E_{\text{кин}} > 42,7 \text{ Мэв/нуклон, частиц} \times \text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{степ}^{-1}$
начало вспышки	начало полета	
3.IX.1960 г., 00.40	3.IX.1960 г., 14.08	$19 \pm 4$
12.XI.1960 г., 13.22	12.XI.1960 г., 18.40	$1530 \pm 210$
15.XI.1960 г., 02.00	16 XI.1960 г., 19.51	$253 \pm 40$

с кинетической энергией  $E_{\text{кин}} > 42,7 \text{ Мэв/нуклон}$ , полученные в этих трех полетах <sup>92</sup>.

Производились также контрольные полеты в периоды спокойного состояния Солнца, когда регистрировались только частицы галактических космических лучей. Во время вспышки 3.IX.1960 г. также экспонировались эмульсии, поднимавшиеся на баллонах. При этом были зарегистрированы

протоны и  $\alpha$ -частицы солнечного происхождения <sup>95</sup>. Результаты наблюдений этой же вспышки при помощи счетчиков и ионизационной камеры, поднимавшихся на баллонах, приведены в <sup>96</sup>.

В работе <sup>93</sup> подробно описываются результаты, относящиеся к возрастанию интенсивности протонов и ядер во время хромосферной вспышки класса 3+, начавшейся в 13 час. 22 мин. 12.XI.1960 г. Эта вспышка сопровождалась сильным увеличением интенсивности космических лучей, регистрируемых при помощи нейтронных мониторов, начавших показывать увеличение интенсивности через 18 минут после возникновения хромосферной вспышки. Увеличение интенсивности, зарегистрированное нейтронным монитором в Дип-Ривер, достигло 200% от нормального уровня и продолжалось в течение многих часов. Для описываемой вспышки характерно, что она произошла вскоре после двух мощных хромосферных вспышек, наблюдавшихся 10 и 11.XI.1960 г. Поэтому возможно, что частицы, генерированные во время хромосферной вспышки 12.XI.1960 г.,

были заключены в магнитную ловушку, связанную с корпусулярным потоком, испущенным во время вспышки 11.XI.1960 г.<sup>93</sup>.

После регистрации вспышки 12.XI.1960 г. было произведено два полета ракет с эмульсиями: первый полет в 18 час. 40 мин. 12.XI и второй полет в 16 час. 03 мин. 13.XI.1960 г. В обоих полетах была зарегистрирована большая интенсивность протонов,  $\alpha$ -частиц, ядер группы  $M$  и более тяжелых ядер. Интервал энергий регистрировавшихся ядер был для протонов от 14,5 до 340 Мэв в первом полете и от 14,5 до 270 Мэв во втором, для  $\alpha$ -частиц соответственно от 37,5 до 180 Мэв/нуклон и от 29 до 130 Мэв/нуклон, для ядер группы  $M$  от 42,5 до 135 Мэв/нуклон в обоих полетах. Измерения дали возможность построить дифференциальные энергетические спектры протонов и ядер. Такие спектры для измерений 12 ноября приведены на рис. 27. Из рис. 27 видно, что зависимость потока от полной энергии, приходящейся на нуклон, представляет собой степенную функцию. Показатель степени для протонов равен примерно 21, а для  $\alpha$ -частиц и ядер группы  $M$ , спектры которых совпадают в пределах ошибок, он равен  $63 \pm 7$ . Вблизи значения кинетической энергии 35 Мэв/нуклон наклон спектра протонов резко меняется: при меньших энергиях он круче.

Зарегистрированный во втором полете в 16 час. 03 мин. 13.XI.1960 г. поток частиц малой энергии возрос, а поток частиц большой энергии упал. Полученные в этом полете спектры можно представить в виде степенной функции с показателем, равным примерно 37 для протонов и  $68 \pm 7$  для  $\alpha$ -частиц и ядер группы  $M$ .

Таким образом, энергетические спектры одинаковы для многозарядных ядер, но отличаются от спектра протонов. На рис. 28 показаны спектры по жесткостям протонов,  $\alpha$ -частиц и ядер группы  $M$ ; видно, что спектры по жесткостям для протонов и ядер совпадают в пределах ошибок. Следует, однако, заметить, что интервал жесткостей, в котором получены данные как для протонов, так и для многозарядных ядер, сравнительно невелик, и поэтому трудно говорить о полном совпадении их спектров по жесткостям; этот вывод носит в некоторой степени предварительный характер.

Относительная распространенность протонов и ядер в определенном энергетическом интервале оказалась примерно одной и той же, как

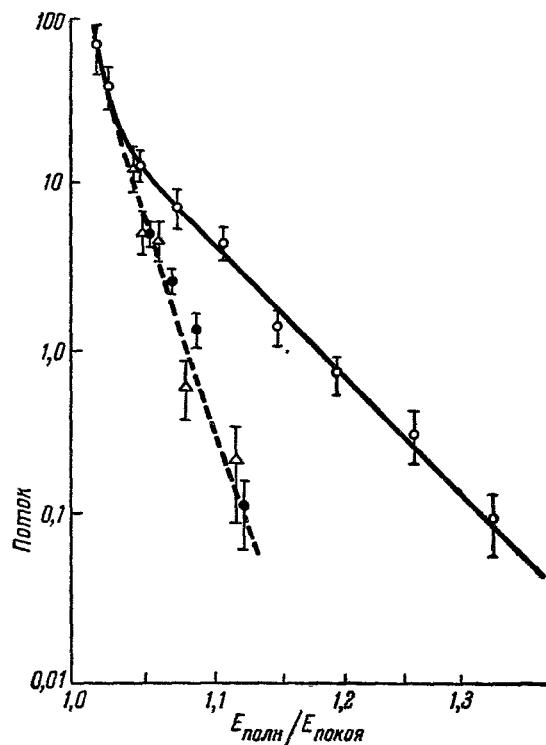


Рис. 27. Дифференциальные энергетические спектры частиц ( $\text{частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{стэр}^{-1} \text{сек}^{-1} \text{Мэв}^{-1}$ ) зарегистрированных<sup>93</sup> во время вспышки 12.XI.1960 г.

○—Поток протонов; Δ—поток  $\alpha$ -частиц (ув. в 10 раз); ●—поток ядер группы  $M$  (ув. в 700 раз).

в полетах 12.XI и 13.XI.1960 г., так и в других полетах. В табл. XIII приведены отношения потоков протонов и ядер группы  $M$ , протонов и

Таблица XIII

Дата и время полета (мировое)	Отношение измеренных потоков		
	протоны ядра $M$	протоны $\alpha$ -частицы	$\alpha$ -частицы ядра $M$
12.XI.1960 г., 18.40 . . .	2000 $\pm$ 400	32 $\pm$ 6	63 $\pm$ 14
13.XI.1960 г., 16.03 . . .	2650 $\pm$ 430	36 $\pm$ 7	72 $\pm$ 16
Среднее для полетов 12 и 13 ноября . . . . .	2330 $\pm$ 290	34 $\pm$ 5	68 $\pm$ 11
3.IX.1960 г., 14.08 . . . .	2650 $\pm$ 790	32 $\pm$ 10	83 $\pm$ 32
16.XI.1960 г., 19.51 . . . .	1870 $\pm$ 360	26 $\pm$ 7	77 $\pm$ 20

$\alpha$ -частиц,  $\alpha$ -частиц и ядер группы  $M$ , полученные в нескольких полетах для интервала кинетических энергий от 42,5 до 95 Мэв/нуклон.

Для относительной величины потока легких ядер в  $^{93}$  приводится только верхний предел. Зарегистрированные 12.XI.1960 г. относительные потоки  $\alpha$ -частиц, легких ядер группы  $L$ , ядер группы  $M$  и ядер с  $Z \geq 10$  составляли  $680 \pm 110$ ;  $<0,1$ ; 10;  $1,0 \pm 0,3$  соответственно (поток ядер группы  $M$  был принят равным 10). Такое соотношение близко к получаемому из спектроскопических данных о составе солнечной атмосферы (для элементов, о которых такие данные имеются).

В табл. XIV сравнивается состав солнечных космических лучей (по данным вспышек 3.IX, 12.XI и 15.XI.1960 г.) в заданном интервале жесткостей с распространностью соответствующих элементов на Солнце и с составом галактических космических лучей  $^{92}$ . Авторы работ  $^{92-93}$  приходят к заключению, что полученные ими соотношения между потоками различных ядер отражают относительную распространность соответствующих элементов на Солнце. Эта точка зрения подкрепляется тем, что отношения потоков He, C, O, Ne и более тяжелых ядер одинаковы в случаях трех различных хромосферных вспышек, причем две из них возникли в разных

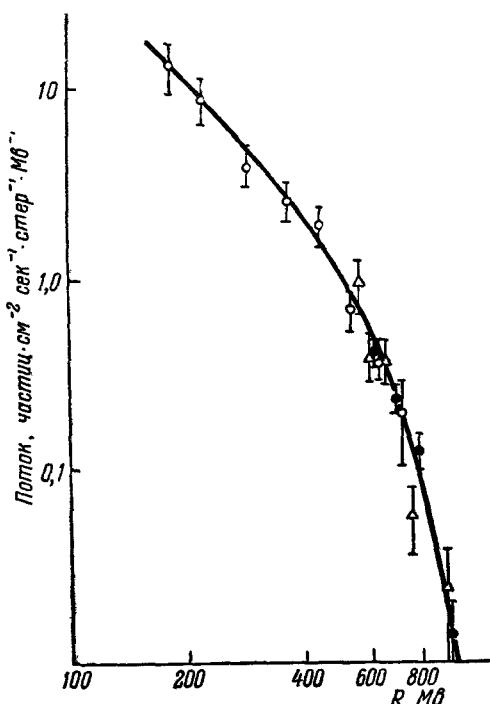


Рис. 28. Дифференциальные спектры по жесткостям (вспышка 12.XI.1960 г.).  
○ — Поток протонов; Δ — поток  $\alpha$ -частиц (уве-  
личено в 5 раз); ● — поток ядер группы  $M$   
(увеличено в 350 раз).

областях Солнца. Высказанное предположение подтверждается также соответствием полученных отношений потоков со спектроскопическими

Таблица XIV

	Протоны	Be, B	C	N	O
Состав частиц, зарегистрированных во время солнечных хромосферных вспышек *)	$(2,6 \div 50) \cdot 10^3$	$\leq 0,5$	10	6	19
Относительная распространенность элементов на Солнце . . . . .	$20 \cdot 10^3$	$10^{-5}$	10	2	18
Состав галактических космических лучей . . . . .	$2,6 \cdot 10^3$	5	10	$\leq 5$	6

\*) Потоки ядер и распространенность элементов на Солнце даны по отношению к углероду.

данными. В частности, для отношения потоков ядер углерода и кислорода получено значение  $3/5$  (рис. 29), хорошо согласующееся со спектральными данными для Солнца.

Таким образом, по крайней мере в трех случаях больших хромосферных вспышек, описываемых в <sup>91-93</sup> по-видимому, отсутствовало преобладающее ускорение тяжелых ядер и состав генерированного на Солнце потока ядер, отражал распространность элементов в верхних слоях Солнца.

В работе <sup>94</sup> также использовались толстослойные фотомульсии, экспонировавшиеся на баллонах и спутниках.

Средние значения интенсивности ядер с  $Z \geq 6$ , полученные по данным эмульсий, экспонированных на баллонах, и по данным спасенной стопки эмульсий, экспонированной на спутнике «Дискаверер XVIII», оказались близкими. Среднее значение интенсивности, полученное при обработке стопки, спасенной со спутника «Дискаверер XVII», во время полета которого произошла мощная хромосферная вспышка (класса 3<sup>+</sup>), оказалось примерно в 100 раз больше. Данные работы <sup>94</sup> приведены в табл. XV.

Таблица XV

Способ экспонирования	Дата	Высота, км	Число остановок ядер с $Z \geq 6$ в 1 см <sup>2</sup> за сутки
Баллоны	29.VII.1960 г. 5.VIII.1960 г.	42,5 42	$7,78 \pm 1,15$ $8,60 \pm 1,02$
Спутник «Дискаверер XVIII»	XII.1960 г.	636	$8,65 \pm 0,93$
Спутник «Дискаверер XVII»	XI.1960 г.	993	$900 \pm 300$

В отличие от вспышек, описанных в <sup>91-93</sup> (см., например, рис. 29), при измерениях на спутнике «Дискаверер XVII» поток ядер углерода

оказался заметно больше потока ядер кислорода. В этом случае, так же как и в  $^{91-93}$ , не наблюдалось преимущественного возрастания интенсивности тяжелых ядер.

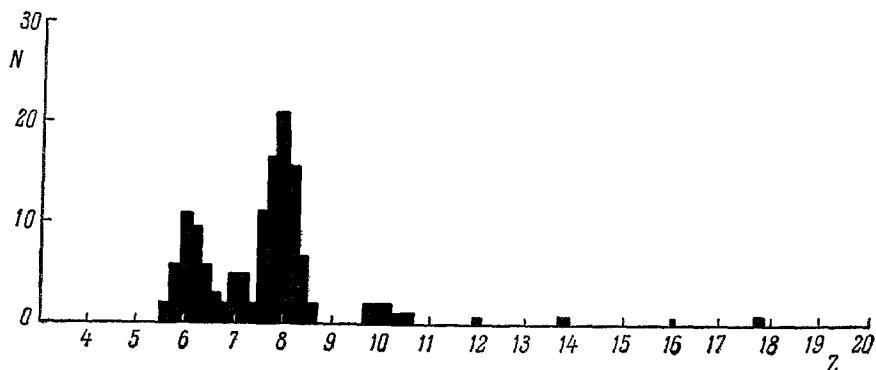


Рис. 29. Распределение ядер, полученное по данным фотоэмulsionий  $^{93}$  во время солнечной вспышки 12 ноября 1960 г.

В связи с этим упомянем о зарегистрированном нами <sup>11</sup> во время полета второго космического корабля-спутника случае, который можно интерпретировать как кратковременное увеличение интенсивности про-

тонов и ядер с  $Z > 5$ . В указанном случае наблюдалось резкое увеличение скорости счета телескопа из газоразрядных счетчиков, сопровождавшееся увеличением интенсивности ядер с  $Z > 5$ , регистрируемых интегральным черенковским счетчиком. В то же время не наблюдалось заметного возрастания интенсивности ядер с  $Z \geq 15$ .

На рис. 30 показано изменение скорости счета телескопа вдоль траектории спутника. Видно резкое увеличение скорости счета около 07 час. 30 мин. (мировое время) 20.VIII.1960 г. На соседних витках траектории, проходивших над тем же географическим районом, интенсивность значительно меньше, что

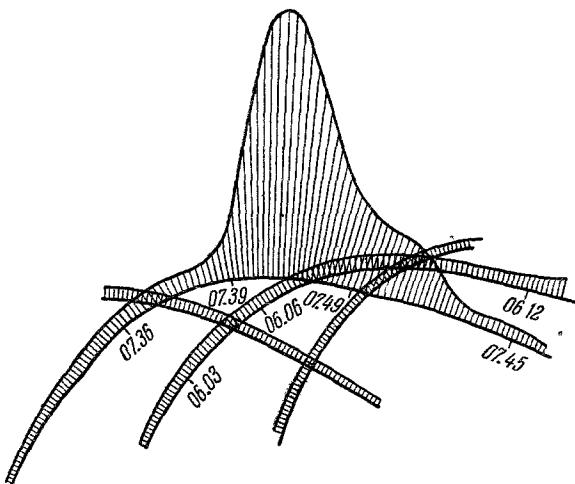


Рис. 30. Возрастание скорости счета телескопа, зарегистрированное 20.VIII.1960 г. (полет 2-го корабля-спутника).

Показаны проекции отдельных участков траектории 2-го корабля-спутника на земную поверхность и соответствующие значения скорости счета телескопа из газоразрядных счетчиков (высота линий, нормальных к траектории).

подтверждает кратковременный характер зарегистрированного возрастания интенсивности. На рис. 31 показана зависимость скорости счета телескопа и скорости счета интегрального черенковского счетчика, регистрирующего ядра с  $Z > 5$ , от времени. Схематически показана хромосферная вспышка класса  $2^+$ , предшествовавшая увеличению интенсив-

ности. Из этого рисунка видно также, что при предыдущем прохождении спутника над северной полярной областью (где был зарегистрирован всплеск интенсивности) скорости счета телескопа и черенковского счетчика заметно меньше. Большой пик интенсивности, зарегистрированный телескопом около 06 час. 56 мин., соответствует пролету спутника в районе южной аномалии радиации (см. работы <sup>12-15</sup>).

Во всех случаях, о которых мы сейчас упомянули (работы <sup>9-15, 11</sup>), наблюдалась сравнительно большие хромосферные вспышки. Поэтому разница с обсуждавшимися выше данными <sup>7-10</sup>, когда наблюдались лишь

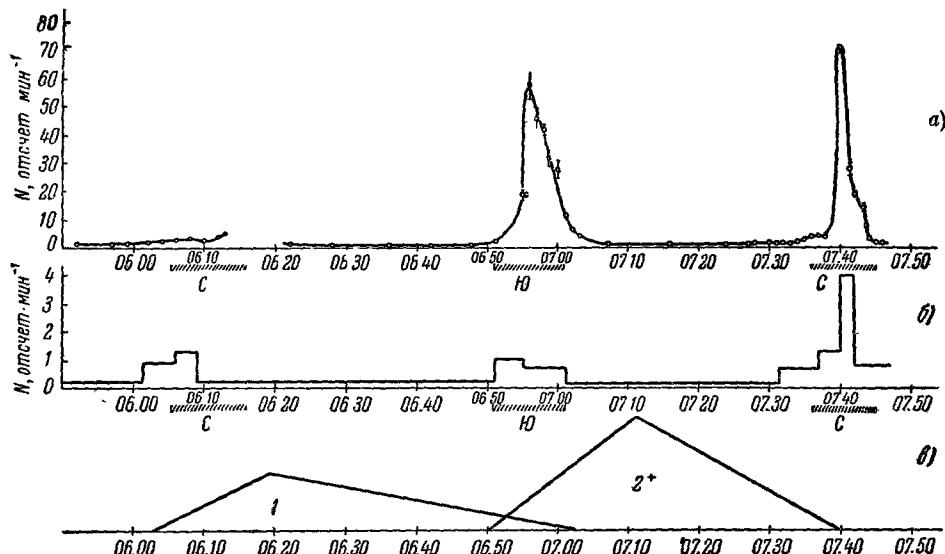


Рис. 31. Зависимость скорости счета телескопа (а) и скорости счета интегрального черенковского счетчика, регистрирующего ядра с  $Z \geq 5$  (б), от времени.

Внизу схематически показаны хромосферные вспышки (в). Пик, относящийся к интервалу времени 06.54 – 07.02, соответствует прохождению спутника через область южной аномалии радиации. Штриховкой отмечены северная (С) и южная (Ю) полярные области.

релятивистские, в основном тяжелые ядра, действительно может быть связана с отмеченными двумя факторами: либо с преимущественным ускорением тяжелых ядер, либо с более благоприятными условиями выхода не полностью ионизованных ядер из солнечной атмосферы.

Для более полного изучения механизма генерации на Солнце ядер различной энергии и с различными зарядами необходимы длительные измерения вне атмосферы, причем особенно благоприятны измерения вне магнитного поля Земли.

Чтобы выяснить, сопровождаются ли мощные хромосферные вспышки каждый раз генерацией ядер низкой энергии и сопутствуют ли им ядра с кинетической энергией  $E_{\text{кин}} \geq 10^9$  эв/нуклон, нужно получить сведения о потоках ядер во время еще нескольких таких достаточно редких вспышек (укажем для примера, что в 1960 г. было девять вспышек класса 3 и только одна вспышка класса 3<sup>\*</sup>).

Необходимо исследовать зарядовый состав и энергетический спектр ядер, генерируемых Солнцем, как во время больших вспышек, так и при вспышках меньшей мощности, причем весьма важно, чтобы наблюдения проводились во время различных фаз развития вспышки, в том числе и в самой ее начальной стадии.

## II. ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ И РАКЕТ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

За последние два десятилетия в результате многочисленных измерений, проводившихся в стратосфере при помощи разнообразной методики, были выяснены основные свойства первичной компоненты космического излучения. Было установлено, что основную долю частиц первичного космического излучения составляют протоны и что в составе его имеются также многозарядные ядра, несущие около половины всей энергии космических лучей.

Были получены сведения о потоках протонов,  $\alpha$ -частиц и отдельных групп более тяжелых ядер. Однако остался невыясненным целый ряд вопросов, имеющих существенное значение для понимания физических процессов во вселенной и в околосолнечном пространстве. Так, например, еще недостаточно хорошо известен химический состав ядерной компоненты космических лучей и энергетические спектры различных групп ядер при больших энергиях, а также в интервале больших значений заряда. Почти нет данных о первичных электронах в космических лучах и совсем отсутствуют сведения о позитронах (см. примечание при корректуре на стр. 647). Лишь недавно (в 1961 г.) произведены первые и еще ненадежные измерения потока космических  $\gamma$ -лучей. До сих пор сколько-нибудь полным образом не исследовано так называемое высокопиrotное обрезание в космических лучах, связанное, по-видимому, с магнитными полями в солнечной системе.

Таков далеко не полный перечень нерешенных вопросов в области исследований первичных космических лучей.

В этом разделе мы несколько подробнее остановимся на некоторых из этих задач и методах их решения.

### 4. Ядерная компонента галактических космических лучей

Измерение процентного содержания (в потоке космического излучения) ядер элементов и их изотопов в широкой области значений заряда было бы весьма важным для целей теории происхождения космических лучей и для выяснения картины распространения их в межзвездной среде<sup>29-31</sup>. В этом смысле применение черенковских счетчиков в чистом виде или в комбинации с газоразрядными и сцинтилляционными счетчиками открывает большие возможности. В частности, при исследовании распределения по зарядам в области больших  $Z$  можно при соответствующем выборе коэффициентов усиления ФЭУ и электронного усилителя (так, чтобы не происходило «насыщения» сигналов) получить систему, в которой разрешение ников, соответствующих двум сортам частиц, заряд которых различается на единицу, не будет зависеть от  $Z$ . Действительно, разность между средней амплитудой импульсов на выходе ФЭУ, создаваемых ядрами с зарядом ( $Z + 1$ ) и  $Z$ , пропорциональна величине  $(2Z + 1)$ , а полуширина распределения импульсов пропорциональна  $(Z + 1)$  и  $Z$  соответственно. Таким образом, отношение разности между средними амплитудами импульсов от «соседних» ядер к полуширине распределения примерно пропорционально  $(2Z + 1)/(Z + 1)$  и при  $Z \gg 1$  практически не зависит от  $Z$ .

При помощи аппаратуры, подобной использованной на 2-м и 3-м кораблях-спутниках, можно изучить состав космических лучей в широком интервале значений  $Z$ .

Поскольку электронная аппаратура позволяет накапливать информацию о зарегистрированных ядрах интересующего нас типа без опасности «засорения» более многочисленными ядрами других групп, то с ее помощью можно измерять и весьма малые потоки, такие, например, как потоки сверхтяжелых ядер ( $Z > 30 \div 40$ ).

Достигнутые в настоящее время успехи, в частности возможность благополучного возвращения приборов из космоса, позволяют рассчитывать на эффективное использование для решения некоторых задач метода ядерных фотоэмulsionий. Видимо, этот метод весьма перспективен для изучения изотопного состава первичных ядер в области малых  $Z$ , в частности для поисков дейтонов, а также ядер трития солнечного происхождения.

Фотоэмulsionационный метод может быть использован и для решения некоторых других задач, но следует иметь в виду, что при проведении длительных полетов фотоэмulsionий будут сильно «засоряться». При наличии большого фона станет невозможной обработка эмульсий и в связи с этим возникнет проблема создания таких фотоэмulsionий, чувствительность которых можно было бы «регулировать».

Первый опыт по созданию установки с ограничением времени экспозиции был проведен на 2-м корабле-спутнике <sup>97</sup>. Одновременно для контроля работы этого прибора была установлена стопка эмульсий, проявленная после возвращения корабля на Землю. Результаты обработки контрольной стопки приведены в <sup>6</sup>. Эти опыты, однако, носили методический характер, так как эмульсии были расположены под слоем вещества толщиной порядка  $10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ .

До сих пор имеется очень мало сведений о зависимости потока при данном  $Z$  от атомного веса (или, точнее, массового числа)  $A$ . В работах <sup>98-99</sup> измерялось относительное содержание ядер  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  в первичных космических лучах. Согласно <sup>98</sup> отношение  $[\text{He}^3]/[\text{He}^3 + \text{He}^4] = 0,41 \pm 0,09$  при энергиях  $200 \div 400 \text{ Мэв/нуклон}$  под остаточным слоем атмосферы около  $9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Как указывается в <sup>99</sup>, введение поправок на взаимодействия ядер  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  в эмульсии снижает эту цифру до  $0,38 \pm 0,09$ . В той же работе <sup>99</sup> получено значение  $[\text{He}^3]/[\text{He}^3 + \text{He}^4] = 0,31 \pm 0,08$  для энергий  $160 \div 355 \text{ Мэв/нуклон}$  на глубине  $3,8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ . Значения, полученные в <sup>98</sup> и <sup>99</sup>, совпадают в пределах ошибок, и, согласно <sup>99</sup>, остаточный слой атмосферы не должен существенно влиять на величину измеряемого отношения. Экстраполяция по этим данным отношения  $[\text{He}^3]/[\text{He}^3 + \text{He}^4]$  к границе атмосферы дает нижнюю оценку, равную  $0,25$  <sup>99</sup>. В то же время по данным, приведенным в <sup>48</sup>, относительное содержание  $\text{He}^3$  существенно меньше (см. примечание при корректуре на стр. 647). Полученное в <sup>99</sup> значение отношения  $[\text{He}^3]/[\text{He}^3 + \text{He}^4]$  соответствует прохождению первичными ядрами  $\text{He}^4$  слоя межзвездного вещества около  $12 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ , в то время как измерения <sup>48</sup> приводят к значительно меньшей толщине слоя.

Вопрос об изотопном составе очень интересен, особенно в отношении примеси дейтонов к протонам (в случае солнечных космических лучей интересны также поиски ядер нестабильного трития). В то время как в среднем в природе  $D = \text{H}^3$  содержится в количестве примерно 0,01 % от числа протонов, в космических лучах можно ожидать появления до 1—5 % дейтонов <sup>100, 101</sup>.

Отличить ядра данного изотопа в космических лучах можно, только измеряя одновременно заряд, энергию и скорость ядра. Для ядер с энергией порядка  $B\text{эв/нуклон}$ , которые еще присутствуют в космических лучах, такие измерения в принципе возможны.

Заметим, что методика, предназначенная для регистрации ядер, при ее некотором развитии может использоваться и для поисков антиядер

и антипротонов. Например, в методе фотоэмulsionий для этой цели нужно отбирать остановившиеся в эмульсии частицы (остановившиеся антиядра и антипротоны будут аннигилировать с испусканием значительного числа  $\pi$ -мезонов). Обнаружение многозарядных антиядер даже в малом количестве, несомненно, имело бы весьма большой интерес, хотя представляется малоправдоподобным их наличие в космических лучах. В то же время ясно, что некоторое число антипротонов должно присутствовать в космических лучах уже в результате ядерных столкновений в межзвездном пространстве, причем по оценке, сделанной в  $^{102}$ , их поток не должен превышать 0,17% потока протонов; при учете последних данных о сечениях аннигиляции антипротонов доля последних не должна превышать примерно 0,05%. Согласно  $^{48}, 103$  число антипротонов и антиядер не превосходит 0,1% от общего числа остановившихся частиц. По данным  $^{104}$  доля антиядер составляет не более 0,23% от числа соответствующих ядер. Достигнутая точность измерений невелика, и дальнейшее изучение этого вопроса интересно. В частности, следует искать не только остановившиеся антиядра, но и регистрировать быстрые антиядра (в силу аннигиляции «на лету» значительная часть таких частиц может «не дожить» до момента остановки).

Существенной задачей физики космических лучей является определение их химического состава при различных энергиях, т. е., иными словами, измерение энергетических спектров ядер различных групп. В области энергий, чувствительных к «отсеканию» земным магнитным полем ( $E < 20 \cdot 10^9$  эв/нуклон для ядер и  $E < 40 \cdot 10^9$  эв для протонов) \*), спектр можно определять, измеряя широтную зависимость потоков ядер различных групп. Такие измерения проводились на втором и третьем советских кораблях-спутниках (см. п. 2 раздела I). Можно несколько продвинуться в область высоких энергий, используя газовые черенковские детекторы с малым показателем преломления, т. е. с высоким энергетическим порогом. При этом можно повысить порог примерно до  $5 \cdot 10^{11}$  эв/нуклон, что соответствует в случае ядер железа полной энергии  $3 \cdot 10^{13}$  эв.

На одну из возможностей решения этой проблемы в области больших энергий при помощи установки, в которой одновременно измеряется заряд частицы (в черенковском счетчике) и полная энергия (по ионизации, выделяемой под различными толщины вещества) \*\*), уже указывалось в  $^{105}$ . Некоторые возможности анализа химического состава первичных космических лучей при сверхвысоких энергиях по данным широких атмосферных ливней обсуждаются в работе  $^{107}$ .

Еще одной задачей исследований на космических ракетах и далеких спутниках, о которой нужно упомянуть, является измерение коэффициента анизотропии  $\delta$  (см. п. 1 раздела I) и установление направления преимущественного прихода космических лучей из Галактики в район солнечной системы. Важность таких измерений трудно переоценить. Здесь мы имеем возможность лишь подчеркнуть, что значение  $\delta$  для ядер должно быть больше, чем для протонов (см.  $^{29}$ ). Согласно  $^{33}$  в период минимума солнечной активности значение  $\delta$  для всех космических лучей составляет 0,5%.

Целесообразность измерений  $\delta$  для ядер, особенно в период солнечного минимума, не вызывает у нас сомнений (даже установление верхней границы  $\delta \leq 1\%$  имело бы большое значение).

\* ) В вертикальном направлении на экваторе до Земли могут дойти ядра ( $A/Z \approx 2$ ) только с  $E > 7,5$  Бэв/нуклон и протоны с  $E > 15$  Бэв.

\*\*) Такой метод, как известно, в последние годы широко используется для измерения энергии частиц при наземных исследованиях космических лучей («калориметр» для измерения энергии частиц  $^{106}$ ).

## 5. Солнечные космические лучи и высокопиротное обрезание

До недавнего времени почти отсутствовали сведения о вариациях ядерной компоненты космических лучей. Эти вариации связаны с солнечной деятельностью и могут быть вызваны как модуляцией галактических космических лучей магнитными полями в солнечной системе, так и генерацией космических лучей на Солнце.

За последние годы наблюдалось много случаев, когда во время хромосферных вспышек на Солнце генерировались протоны с энергией, достигающей нескольких  $B_{эв}$ , однако оставался открытм вопрос о том, могут ли при этом также генерироваться быстрые ядра. В конце первого раздела были приведены данные о вариациях ядерной компоненты космических лучей, полученные во время полетов советских ракет и спутников, а также данные американских исследователей.

Изучение вариаций первичной компоненты космических лучей — это одна из тех задач, для решения которой наиболее подходящей является постановка измерений на спутниках. Аппаратура, установленная на спутнике, дает возможность длительное время производить измерения почти по всему земному шару, периодически пролетая над каждой точкой. Измерения в этом случае производятся при помощи одного и того же прибора, что избавляет от необходимости сопоставлять показания разных инструментов. Правда, в такой постановке эксперимента имеется и существенный недостаток — прибор все время перемещается с одних широт на другие, что влечет за собой необходимость учета геомагнитных эффектов. В связи с этим при обработке результатов измерений с целью получения сведений о временных вариациях надо всю совокупность данных разбивать на отдельные интервалы, соответствующие выбранным пространственным областям, и сравнение производить лишь в пределах выбранного интервала. Отсюда ясно, что достоверные выводы можно будет получить лишь в случае достаточно большого эффективного размера регистрирующего элемента. В этом плане для изучения вариаций ядерной компоненты следует использовать детектор типа черенковского или спинтилляционного счетчика или комбинированную установку, содержащую и тот и другой тип детекторов, обладающую большой светосилой. Особенно же удобно вести наблюдение вариаций ядерной компоненты на космических ракетах и далеких спутниках, когда исключено влияние земного магнитного поля. В этом случае регистрируется действительно первичный поток космического излучения в межпланетном пространстве, не искаженный влиянием атмосферы Земли и ее магнитного поля.

Весьма перспективной была бы организация постоянной станции регистрации интенсивности ядер вне атмосферы и вне магнитного поля Земли (далекие спутники, Луна). Такая станция позволила бы, помимо изучения регулярных вариаций, продолжить и расширить измерения потоков релятивистских ядер от Солнца во время полетов космических ракет.

Одна из важных задач исследования космического излучения состоит в изучении «высокопиротного обрезания» космических лучей, природа которого окончательно еще не установлена. Наиболее вероятно, что оно обусловлено хаотическими магнитными полями, «вмороженными» в межпланетный газ, выбрасываемый Солнцем <sup>108, 109</sup>. Возможно, однако, что какую-то роль играет также упорядоченное магнитное поле солнечной системы <sup>110, 111</sup>. В любом случае важно установить то характерное расстояние от Солнца, на котором происходит обрезание; строго говоря, нужно также окончательно доказать магнитную природу высокопиротного обрезания и его локализацию в солнечной системе.

На достаточно больших расстояниях от Солнца (а в годы солнечного минимума, возможно, и вблизи Земли) \*) можно надеяться изучать первичные космические лучи малой энергии. В этой области энергий, вероятно, существует обрезание (существенное изменение) спектра, обусловленное уже влиянием источников космических лучей или ионизационными потерями в межзвездной среде. Обнаружение особенностей спектра, связанных с природой источника космических лучей и с условиями их распространения в межзвездной среде, весьма важно для понимания всей картины происхождения и распространения космических лучей во вселенной.

Измерение зависимости потока протонов и ядер от расстояния до Солнца может дать ответ на поставленные вопросы. Разумеется, изучение природы высоколатитного обрезания с помощью космических ракет важно не только для физики космических лучей, но и для исследований магнитных полей в солнечной системе.

Один из главных вопросов заключается в том, происходит ли обрезание различных групп ядер (в частности, протонов и сложных ядер) при одной и той же или при различных магнитных жесткостях. В настоящее время однозначного, достоверного ответа нет. Между тем именно ответ на поставленный вопрос позволит установить, носит ли обрезание магнитный характер или же оно связано с энергетическими потерями (например, с ионизацией).

Второй вопрос, еще не исследованный в должной степени, это связь высоколатитного обрезания с солнечной активностью. Есть указания <sup>112</sup>, что в период минимума солнечной активности пороговая энергия обрезания уменьшается и, может быть, эффект «обрезания» вообще исчезает.

Если, как это наиболее вероятно, обрезание носит магнитный характер, то при значительном удалении от орбиты Земли (как в направлении к Солнцу, так и, в особенности, при удалении от Солнца и плоскости эклиптики) интенсивность космических лучей будет меняться вследствие изменения магнитных условий в различных областях межпланетного пространства.

Надо подчеркнуть, что при подобных измерениях зависимости потока от положения в солнечной системе необходимо одновременно регистрировать как полную интенсивность космических лучей (в основном протонов), так и интенсивность а-частиц, ядер группы  $M$  и, может быть, более тяжелых ядер; желательно также проводить измерения локальной напряженности магнитного поля. Следует отметить, что сколько-нибудь больших изменений интенсивности космических лучей можно, по-видимому, ожидать лишь при весьма больших удалениях от Солнца или плоскости эклиптики. Однако уже измерения на расстояниях в несколько миллионов километров от орбиты Земли могут дать сведения о градиенте космических лучей в солнечной системе и соответствующим образом скорректировать наши представления о межпланетном пространстве \*\*).

\*) Как известно, ближайший минимум солнечной активности приходится на 1964—1965 гг.

\*\*) Измерения, проведенные на ракете «Пионер V» до расстояния 0,1 астр. единицы от Земли в направлении к Солнцу, привели для градиента интенсивности космических лучей к значению  $(15 \pm 20)\%$  на астр. единицу <sup>113</sup>. Результаты измерений <sup>114</sup> на ракете «Маринер II», летевшей в направлении к Венере, не дали достоверных указаний на наличие градиента интенсивности, так как во время полета наблюдалась большая флуктуации скорости счета, связанные с солнечными вспышками. В измерениях <sup>115</sup> на ракете «Марс I», проведенных до расстояний в 1,2 астр. единицы от Земли в направлении к Марсу, в пределах точности измерений (2—3%) не было обнаружено изменения интенсивности космических лучей по сравнению с интенсивностью вблизи Земли.

Для исследования высокопиротного обрезания можно использовать не только далекие космические ракеты, дающие «разрез» пространства, но в период минимума солнечной активности — также и близкие искусственные спутники Земли, проходящие через полюсы. В этом случае измерения полной интенсивности и интенсивности сложных ядер также следует проводить одновременно. Подобный эксперимент практически совпадает с экспериментом по исследованию вариаций и обладает теми же преимуществами перед измерениями на баллонах.

## 6. ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННАЯ КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Выше был перечислен ряд вопросов, касающихся ядерной компоненты космических лучей. Очень интересным представляется также изучение электронной компоненты как галактических, так и солнечных космических лучей.

Электронно-позитронная компонента космических лучей ответственна за нетепловое космическое радиоизлучение <sup>29,30, 116, 117</sup>, и таким образом, эта компонента играет исключительно важную роль в астрофизике. Радиоастрономические данные в сочетании с некоторыми оценками приводят к заключению, что концентрация электронов и позитронов ( $E_e > 10^9 \text{ эв}$ ) в районе солнечной системы должна составлять минимум \*)  $N_e(E_e > 10^9 \text{ эв}) \approx (3 \div 5) \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-3}$ . Для энергий  $E > 10^8 \text{ эв}$  в Галактике  $N_e(E_e > 10^8 \text{ эв}) \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ , но в силу высокопиротного обрезания до Земли (исключая период глубокого минимума солнечной активности) более или менее свободно могут доходить электроны и позитроны только с  $E \geq 10^9 \text{ эв}$ .

Присутствие электронов и позитронов в составе первичного космического излучения до последнего времени не было обнаружено. Согласно измерениям <sup>118</sup> количество легких частиц с энергией  $E_e > 10^9 \text{ эв}$  меньше  $0,6 \div 1\%$  от общего потока космических лучей (подробнее см. <sup>110</sup>). Отсюда следует, что концентрация легких частиц (электронов и позитронов) у Земли меньше примерно  $10^{-12} \text{ см}^{-3}$ .

В работах <sup>119-121</sup> сообщаются предварительные результаты новых измерений потока электронов в стратосфере на высоких широтах (низкий геомагнитный порог). Поток электронов с  $E_e > 0,5 \cdot 10^8 \text{ эв}$  составляет по <sup>119</sup> примерно 3% от измеренного потока протонов. Но природа зарегистрированных в <sup>119-120</sup> электронов остается недостаточно ясной: возможно, большая их часть имеет солнечное, а не галактическое происхождение.

Действительно, при измерениях <sup>119</sup> до места наблюдения в силу высокопиротного обрезания не должны были бы доходить галактические электроны с энергией  $E_e > 1,6 \text{ Бэв}$ . Между тем на опыте наблюдаются электроны с  $E_e \geq 0,7 \text{ Бэв}$ , а в работе <sup>120</sup> даже электроны с еще меньшей энергией. Если высокопиротное обрезание является достаточно резким и носит магнитный характер, то указанные результаты свидетельствуют о негалактическом происхождении наблюдаемых электронов. С другой стороны, последние данные <sup>121</sup>, а также в известной мере и работы <sup>119-120</sup> не дают возможности считать, что наблюдаемые электроны непосредственно связаны с деятельностью Солнца.

\*) Эта оценка получена в предположении, что напряженность межзвездного магнитного поля  $H \approx 10^{-5} \text{ э}$ . Если считать, что среднее значение напряженности поля в гало несколько ниже ( $\bar{H}_{\text{гало}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ эв}$ ), то оценка <sup>30</sup> концентрации электронов дает значение  $N_e(E_e > 10^9 \text{ эв}) \approx 4,4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ . Соответственно повысится примерно в девять раз концентрация электронов с  $E_e > 10^8 \text{ эв}$ .

Это заставляет серьезно обдумывать возможность существования электронного «радиационного пояса солнечной системы» некоторого рода. Другими словами, можно предполагать, что вследствие процессов, происходящих на Солнце, а возможно, и в солнечной системе, образуется некоторое количество релятивистских электронов, которые удерживаются в солнечной системе магнитными полями (особенно привлекательна эта точка зрения в случае существования упорядоченного поля<sup>110-111</sup>).

По данным работы<sup>122</sup> у Земли наблюдаются также мягкие протоны, которые с указанной точки зрения могут иметь солнечное происхождение (речь идет не о протонах, непосредственно идущих от Солнца, а о частицах, «запутавшихся» в солнечной системе).

Для проверки гипотезы о существовании «радиационного пояса солнечной системы» важно было бы, в частности, определить зависимость потока электронов от расстояния до Солнца (при движении к Солнцу, от Солнца и перпендикулярно к плоскости земной орбиты).

Заметим также, что в более широком плане гипотеза о «радиационном поясе солнечной системы» — это один из вариантов теории солнечного происхождения космических лучей. Однако, в отличие от гипотез, развиваемых в обсуждавшихся ранее работах (см.<sup>116-117</sup> и указанную там литературу), сейчас речь идет только о самых мягких частицах, которые еще можно считать принадлежащими к области космических лучей. В отношении же основной части космического излучения ( $E_{\text{кин}} \geq 10^8 \text{ эв/нуклон}$ ) сейчас нет никаких сомнений в том, что оно не имеет солнечного происхождения.

Другая (более правдоподобная) возможность объяснить появление сравнительно мягких электронов и протонов (с энергией ниже «порога» высоколицового обрезания) состоит в предположении о том, что высоколицовое обрезание является весьма нерезким.

Таким образом, имеется целый комплекс неясных и в то же время очень интересных вопросов, связанных с наблюдением протонов и электронов с энергиями  $E_{\text{кин}} \leq 1 \text{ Бэв}$ .

При переходе в область больших энергий речь уже идет практически только о галактических электронах. Их изучение (в первую очередь нахождение спектра) принадлежит к числу важнейших задач, существенных с точки зрения проверки и уточнения имеющихся представлений о происхождении и распределении космических лучей в Галактике.

Решение этой задачи вполне возможно, особенно при постановке опытов в период минимума солнечной активности.

Отсутствие экспериментальных данных о галактических электронах с энергией  $E_e \approx 10^8 \text{ эв}$  вблизи Земли объясняется тем, что вследствие высоколицового обрезания такие электроны (как и другие частицы с той же жесткостью), видимо, не приходят в окрестности Земли. Таким образом, если в годы минимума солнечной активности порог высоколицового обрезания действительно резко снижается, то проведение экспериментов по измерению потока галактических электронов может оказаться вполне успешным. Такой эксперимент можно проводить на «полярном» спутнике (совместно с исследованием высоколицового обрезания).

Следует отметить, что хотя одновременно с ожидаемым возрастанием потока электронов увеличится, несомненно, и полный поток космических лучей, условия для регистрации электронов с  $E_e \approx 10^8 \text{ эв}$  будут более благоприятными, чем условия для регистрации электронов с  $E_e \approx 10^9 \text{ эв}$ . Дело в том, что увеличение потока космических лучей при понижении порога высоколицового обрезания будет происходить главным образом за счет протонов с нерелятивистскими скоростями ( $\beta < 0,74$ ), а весь дополнительный поток электронов будет состоять из ультракомпактных

электронов ( $1 - \beta < 10^{-3}$ ). Таким образом, используя соответствующий детектор (например, черенковский счетчик, с  $n = 1,25$ , т. е. с пороговой скоростью  $\beta_n \approx 0,80$ ), можно, регистрируя рост интенсивности в полярных областях по сравнению с интенсивностью в умеренных широтах, обнаружить первичные электроны космических лучей. При этом в соответствии с выбранным значением показателя преломления  $n$  число электронов с  $E_e > 10^8$  эв будет составлять более  $1/6$  от регистрируемого этим счетчиком потока в сравнении с несколькими процентами в случае регистрации электронов с  $E_e > 1,3 \cdot 10^9$  эв<sup>120</sup> (при оценке предполагалось, что в интервале энергий от  $10^9$  до  $10^8$  эв интегральный энергетический спектр электронов имеет вид  $E_e^{-1,5}$ ).

Подобные измерения могут быть проведены и на далеких космических ракетах, запускаемых к периферии нашей планетной системы. В этом случае, однако, помимо измерения зависимости от расстояния, которая может оказаться незначительной, необходимо производить анализ природы частиц, выделяя электроны из общего потока частиц (в основном протонов). Оценка показывает, что при удалении в область, где пороговый импульс, соответствующий высокопиротному обрезанию, уменьшится до  $10^8$  эв/с, можно будет выделить на фоне полного потока частиц электроны, если они составляют более 3% от потока релятивистских частиц (ожидаемая доля электронов в этом случае в несколько раз больше).

Особо нужно упомянуть о релятивистских электронах, идущих непосредственно от Солнца или захваченных магнитным полем солнечных коронарных потоков, которые могли бы наблюдаться на спутниках и космических ракетах \*).

В настоящее время не вызывает сомнений уже давно высказывавшееся предположение<sup>123</sup> о том, что некоторые компоненты спорадического солнечного радиоизлучения представляют собой магнитотормозное (синхротронное) излучение релятивистских электронов. Наибольший интерес в обсуждаемом здесь плане имеют, видимо, электроны, ответственные за радиовсплески IV типа<sup>90</sup>. Установлена корреляция между этими всплесками и появлением солнечных космических лучей (протонов с кинетической энергией  $E_{\text{кин}} \geq 10^8$  эв). Эффективная температура всплесков IV типа свидетельствует о том, что излучающие электроны обладают энергией  $E_{\text{кин}} \geq 10^6 \div 10^8$  эв. Концентрация таких электронов в солнечной короне во время всплесков IV типа, существующих в течение периода, достигающего нескольких часов, должна быть довольно большой ( $N \sim 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ ). Какая-то доля этих релятивистских электронов должна покидать корону и вместе с солнечными коронарными потоками двигаться в межпланетном пространстве. Такое предположение находится в полном соответствии с тем, что солнечные космические лучи (в основном протоны с  $E_{\text{кин}} \geq 10^8$  эв) могут покидать корону и достигать Земли.

Известное различие между поведением протонной и электронной компонент солнечных космических лучей может быть обусловлено разными скоростями выхода электронов и протонов из короны<sup>90</sup>. Действительно, скорость выхода из короны, обусловленного дрейфом в неоднородном магнитном поле, пропорциональна радиусу кривизны траектории частиц. Для протонов со скоростью  $v \sim c$  и с энергией порядка  $Mc^2$  радиус

\* ) Релятивистских электронов солнечного происхождения в определенные периоды времени может появляться, вероятно, несравненно больше, чем их имеется в первичных космических лучах. Поэтому солнечные электроны могли бы исследоваться и значительно менее чувствительными приборами. Кроме того, в случае электронов солнечного происхождения речь идет в первую очередь об электронах с энергиями  $E_e \sim 10^6 \div 10^8$  эв.

кривизны примерно в  $Mc^2/E_e$  раз больше, чем для релятивистских электронов с энергией  $E_e \ll Mc^2 \approx 10^9$  эв. Поэтому, например, электроны с  $E_e = 10^7$  эв будут выходить из короны, грубо говоря, в 100 раз медленнее протонов с кинетической энергией  $E_{\text{кин}} \approx (1 \div 3) \cdot 10^8$  эв. В результате можно ожидать, что поток релятивистских электронов от Солнца, коррелированный со вспышками IV типа, будет меньше потока протонов. Кроме того, электроны могут появляться значительно позже протонов, но их истечение будет продолжаться дольше, чем это характерно для протонной компоненты солнечных космических лучей в тот же период. Следует также иметь в виду, что в силу магнитотормозных и черенковских потерь электроны замедляются, что в конечном счете препятствует выходу релятивистских электронов из короны. Теоретическая оценка потока таких электронов не произведена, и вряд ли этот подсчет может быть сделан сколько-нибудь надежно. Тем больше оснований полагать, что наблюдение электронов с энергиями  $E_e > 10^6 \div 10^8$ , образующих электронную компоненту солнечных космических лучей, является одной из актуальных задач в области исследований со спутниками и ракетами.

Сравнительно недавно при измерениях<sup>124</sup>, проводившихся в период после появления группы вспышек, удалось зарегистрировать электроны с  $E_e > 10^8$  эв, имеющие солнечное происхождение. Можно думать, что в случае систематических наблюдений электронной эмиссии Солнца физика Солнца обогатится новым, очень ценным методом исследования. При этом само собой разумеется, что такой метод окажется эффективным, если только одновременно проводить наблюдения за Солнцем при помощи современных радиоастрономических установок (радиоспектрографы и др.).

Регистрация электронов солнечного происхождения представляется менее сложной задачей, чем наблюдение галактических электронов, если учесть, что ожидаемые потоки электронов с энергией  $10^6 \div 10^8$  эв могут во время вспышек достигать величин, близких к средней величине полного потока космических лучей в спокойные дни, а увеличение потока космических лучей, связанное со вспышкой, обусловлено появлением протонов сравнительно малых энергий. Применяя систему черенковских счетчиков с фильтрами различных толщин, можно отделить электроны с энергией  $10^7 \div 10^8$  эв от появляющихся при солнечных вспышках протонов и протонов космических лучей. При этом используется то обстоятельство, что солнечные протоны не дают черенковского излучения, а протоны космических лучей, способные давать черенковское излучение, имеют значительно больший пробег, чем электроны. Сказанное в отношении солнечных космических лучей относится и к электронам «в радиационном поясе солнечной системы», на возможное существование которого уже указывалось.

Остановимся на проблеме раздельного измерения потоков электронов и позитронов. Если бы легкие частицы в составе первичных галактических космических лучей не содержали значительного количества (порядка 50%) позитронов, это означало бы, что эти легкие частицы не имеют вторичного происхождения. Между тем до последнего времени представлялось возможным и даже вероятным, что легкие частицы в космических лучах являются в основном продуктами  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm$ -распада  $\pi^\pm$ -мезонов, образующихся при ядерных соударениях космических протонов и ядер в межзвездной среде<sup>29, 30, 116</sup>. Однако расчеты, проведенные в последнее время<sup>125, 126</sup>, показали, что электронно-позитронная компонента космических лучей в Галактике имеет в основном первичную природу. Поэтому в ее составе нужно ожидать весьма незначительного количества позитронов. Но задача экспериментального определения относительного количества позитронов

и электронов не становится в этой связи менее актуальной (см. примечание при корректуре на стр. 647).

Не менее важно измерение потока космических  $\gamma$ -лучей (гамма-астрономия). Несомненно, развитие гамма-астрономии принадлежит к числу наиболее актуальных и перспективных направлений в области исследований космоса (см. в этой связи работы<sup>30, 117, 126-130</sup>). Тем не менее в настоящей статье мы этой проблемы касаться не можем.

Наиболее прямой путь решения задачи отделения электронов от позитронов посредством магнитного анализатора электронной компоненты встречается с рядом трудностей, так как для разделения электронов с энергиями, большими  $3 \cdot 10^8 - 10^9$  эв (видимо, только такие галактические электроны могут в заметном количестве приходить к Земле при наличии высокоширотного обрезания), требуются весьма большие магнитные поля достаточной протяженности. В пределах полезных нагрузок, поднимавшихся до сих пор на спутниках, создание такого рода установок вряд ли возможно (мы не касаемся вопроса о создании магнитных анализаторов с использованием сверхпроводящих катушек с напряженностью поля до  $50 \div 100$  кэ<sup>131-132</sup>).

Другой путь отделения позитронов от электронов в космических лучах основан на использовании явления аннигиляции позитронов. Одна из схем такого эксперимента предложена в работе<sup>133</sup>. Следует, однако, отметить, что, помимо больших экспериментальных трудностей, в этом случае могут регистрироваться в основном позитроны малых энергий, так как сечение аннигиляции быстро падает с ростом энергии позитрона. Таким образом, аннигиляционный метод регистрации позитронов может быть использован, видимо, лишь в годы минимума солнечной активности.

Создание установки, эффективно регистрирующей электроны с энергией  $E_e \geq 10^{10}$  эв на фоне большого потока протонов (по эффекту ливневого образования), открывает в принципе следующую возможность определения соотношения потоков позитронов и электронов таких энергий. Наблюдая зависимость потока легких частиц от направления и используя эффект восточно-западной асимметрии, можно найти отношение потоков электронов и позитронов.

Такие измерения наиболее выгодно производить в экваториальной области, где эффект восточно-западной асимметрии наибольший. При измерениях на экваторе различие в интенсивностях потоков, приходящих с востока и с запада, будет равно нулю при равном числе позитронов и электронов и составит, например, 35% от вертикального потока, если позитроны составляют 25% от числа электронов, и 55% при отсутствии позитронов (измерения под углом  $60^\circ$  к вертикали, интегральный энергетический спектр электронов взят в виде  $E_e^{-1.5}$ ). При постановке эксперимента нужно, конечно, иметь в виду, что такие эффекты, как альbedo земной атмосферы и др., приведут к смазыванию эффекта и могут затруднить интерпретацию получаемых результатов. В качестве некоторого рода контроля могут служить одновременные измерения (на том же приборе) восточно-западной асимметрии для протонов.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, Геомагнетизм и аэрономия 2, 193 (1962).
2. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 2, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 70.
3. Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 5, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 20.

4. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 8, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 87.
5. Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 12, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 16.
6. К. И. Алексеева, Л. Л. Габуния, Г. Б. Жданов, Е. А. Замчалова, М. Н. Щербакова, М. И. Третьякова, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 12, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 6; J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-III, 30 (1962).
7. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 6, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 131.
8. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-II, 315 (1962).
9. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 12, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 31.
10. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, Изв. АН СССР, сер. физ. **26**, 782 (1962).
11. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 15, М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 66.
12. Л. В. Курносова, Т. Н. Колобянина, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, И. А. Сироткин, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 8, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 90.
13. Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, Природа, № 4, 85 (1961).
14. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, И. А. Сироткин, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 10, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 22.
15. V. L. Ginzburg, L. V. Kurnosova, V. I. Logachev, L. A. Razorenov, M. I. Fradkin, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-II, 128 (1962).
16. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев, А. Г. Николаев, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 5, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 24.
17. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, Тр. Междунар. конференции по косм. лучам, т. III, Изд-во АН СССР, 1960, стр. 17; УФН **70**, 585 (1960).
18. В. И. Красовский, Ю. М. Кущир, Г. А. Бордовский, Г. Ф. Захаров, Е. М. Светлицкий, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 2, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 59.
19. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин, Е. М. Светлицкий, Ю. М. Кущир, Г. А. Бордовский, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 6, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 113.
20. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, Геомагнетизм и аэрономия **1**, 872 (1961).
21. И. А. Савенко, Н. Ф. Писаренко, П. И. Шаврин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 9, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 71.
22. С. Н. Вернов, И. А. Савенко, П. И. Шаврин, В. Е. Нестеров, Н. Ф. Писаренко, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 10, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 34; сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 13, М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 67.
23. С. Н. Вернов, И. А. Савенко, П. И. Шаврин, Н. Ф. Писаренко, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 10, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 40.
24. И. А. Савенко, Н. Ф. Писаренко, П. И. Шаврин, С. Ф. Папков, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 13, М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 81.
25. S. N. Vernov, E. V. Gorchakov, Yu. I. Logachev, V. E. Nesterov, N. F. Pisarenko, I. A. Savenko, A. E. Chudakov, P. I. Shavrin, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-II, 162 (1962).
26. Е. В. Горчаков, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 8, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 81.
27. Е. В. Горчаков, Г. А. Базилевская, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 8, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 84.
28. К. И. Григорьев, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 12, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 119.
29. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, УФН **71**, 411 (1960); Progr. Theor. Phys., Suppl., No. 20, 1 (1961).
30. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963.
31. В. Л. Гинзбург, УФН **74**, 521 (1961).
32. Г. С. Драгун, Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, И. А. Сироткин, М. И. Фрадкин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 9, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 86.

33. Л. И. Дорман, О. И. Иноzemцева, сб. «Космические лучи», № 4, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 209.
34. J. Linsley, L. Scarsi, B. Rossi, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-III, 243 (1962).
35. J. Linsley, L. Scarsi, P. J. Eccles, B. Rossi, Phys. Rev. Letts. **8**, 286 (1962).
36. К. Greisen, Доклад на 5-м межамериканском семинаре по космическим лучам (Боливия, 1962).
37. C. J. Waddington, Progr. Nucl. Phys. **8**, 3 (1961).
38. С. Зингер, в сб. «Физика элементарных частиц и космических лучей», ИЛ, 1960, стр. 205; S. F. Singer, Progr. Elem. Particle and Cosmic Ray Phys., v. 4, North. Holl. Publ. Comp., Amsterdam, 1958, стр. 209.
39. Л. И. Дорман, сб. «Космические лучи», № 4, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 129; Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. IV, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 328.
40. C. J. Waddington, Contribution to 1961 Kyoto Conference, NASA's Goddard Space Flight Center.
41. A. G. McNish, Terr. Magn. **41**, 37 (1936).
42. J. J. Queenby, W. R. Webber, Phil. Mag. **4**, 90 (1959).
43. G. R. Stevenson, C. J. Waddington, Phil. Mag. **6**, 517 (1961).
44. M. A. Pomerantz, L. Witten, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. III-A, 40 (1962).
45. A. G. W. Cameron, Astrophys. J. **129**, 676 (1959).
46. R. R. Daniel, N. Durga prasad, Nuovo cimento, Suppl. **23**, 82 (1962).
47. H. Yagoda, Phys. Rev. **85**, 720 (1952).
48. X. Aizawa, И. Фуджимото, С. Хазегава, М. Кошиба, И. Мито, Дж. Нишимура, К. Иокоми, М. Шайя, Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. III, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 110; Phys. Rev. **116**, 436 (1959); Phys. Rev. **121**, 1206 (1961).
49. F. B. McDonald, Phys. Rev. **107**, 1376 (1957); Phys. Rev. **109**, 1967 (1958).
50. P. H. Fowler, P. S. Freier, E. P. Ney, Nuovo cimento, Suppl. **8**, 492 (1958).
51. P. J. Duke, Phil. Mag. **5**, 1151 (1960); П. Дж. Дьюк, Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. III, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 101.
52. P. S. Freier, E. P. Ney, P. H. Fowler, Nature **181**, 1319 (1958).
53. А. Энглер, М. Ф. Каплон, Дж. Кларман, А. Кернан, С. Фихтель, М. В. Фриделандер, Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. III, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 169 (дискуссия).
54. P. S. Freier, E. P. Ney, C. J. Waddington, Phys. Rev. **114**, 365 (1959).
55. F. B. McDonald, Phys. Rev. **116**, 462 (1959).
56. F. B. McDonald, W. R. Webber, Phys. Rev. **115**, 194 (1959); J. Geophys. Res. **65**, 767 (1960).
57. G. R. Stevenson, Nuovo cimento **24**, 557 (1962).
58. E. Wabbel, Nuovo cimento **19**, 482, 1961; Z. Naturforsch. **17a**, 135 (1962).
59. M. W. Friedlander, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-III, 13 (1962).
60. V. K. Balasubrahmanyam, S. M. Ganguli, G. S. Gokhale, N. Kamesvara Rao, P. K. Kunte, M. G. K. Menon, M. S. Swarai, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-III, 8 (1962).
61. F. B. McDonald, W. R. Webber, Contribution to 1961 Kyoto Conference, NASA's Goddard Space Flight Center.
62. S. Biswas, P. J. Lavakare, K. A. Neelakantan, P. G. Shukla, Nuovo cimento **16**, 644 (1960); S. Biswas, Bull. A. P. S., Ser. II, 258 (1960).
63. P. Meyer, Phys. Rev. **115**, 1734 (1959).
64. C. E. Fichtel, Thesis, Washington University, St. Louis, 1960.
65. P. S. Freier, E. P. Ney, J. R. Winckler, J. Geophys. Res. **64**, 685 (1959).
66. P. H. Fowler, C. J. Waddington, Nuovo cimento **1**, 637 (1956).
67. B. J. O'Brien, J. H. Noon, Nuovo cimento **5**, 1463 (1957).
68. P. S. Freier, E. P. Ney, C. J. Waddington, Phys. Rev. **113**, 921 (1959).
69. D. D. Kerlee et al., Phys. Rev. Letts. **4**, 267 (1960).
70. C. J. Waddington, Nuovo cimento, Suppl. **8**, 518 (1958).
71. W. R. Webber, Nuovo cimento, Suppl. **8**, 532 (1958).
72. Д. Эванс, Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. III, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 106.
73. K. A. Neelakantan, P. G. Shukla, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-III, 20 (1962).
74. I. J. Van Heerdein, B. Judek, Canad. J. Phys. **38**, 964 (1960).
75. O. B. Young, T. P. Wang, P. C. Hsich, Nuovo cimento **23**, 101 (1962).
76. F. W. O'Dell, M. M. Shapiro, B. Stiller, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. A-III, 23 (1962).

77. Г. Зюсс, Г. Юри, УФН 62, 101 (1957).
78. Е. Р. Нью, Astrophys. J., Suppl. Ser. 4, 371 (1960).
79. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский, ДАН СССР 122, 792 (1958).
80. М. А. Эллисон, Солнце и его влияние на Землю, М., Физматгиз, 1959, стр. 112.
81. Сб. «Солнце», под ред. Дж. П. Киблера, ИЛ, 1957.
82. В. В. Железняков, УФН 64, 113 (1958).
83. Л. И. Дорман, Вариации космических лучей, М., Гостехиздат, 1957.
84. Л. И. Дорман, сб. «Космические лучи», № 3, 1961, стр. 5.
85. J. A. Simpson, Astrophys. J., Suppl. Ser., 4, 378 (1960).
86. С. Б. Пикельнер, Основы космической электродинамики, Физматгиз, 1961.
87. Материалы Мирового центра данных, Москва, 1959.
88. Солнечные данные 1959 г., № 9. М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 68.
89. L. E. Peterson, J. R. Winckler, J. Geophys. Res. 64, 697 (1959).
90. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, Астрон. ж. 38, 3 (1961).
91. C. E. Fichtel, D. E. Guss, Phys. Rev. Letts. 6, 495 (1961).
92. C. E. Fichtel, D. E. Guss, Contribution to 1961 Kyoto Conference, NASA's Goddard Space Flight Center.
93. S. Biswas, C. E. Fichtel, D. E. Guss, Goddard Fields and Particles preprint series, NASA's Goddard Space Flight Center.
94. H. Yagoda, R. Filz, K. Fukui, Phys. Rev. Letts. 6, 629 (1961).
95. S. Biswas, P. S. Freier, W. Stein, J. Geophys. Res. 67, 13 (1962).
96. J. R. Winckler, P. D. Bhavsar et all., Phys. Rev. Letts. 6, 488 (1961).
97. Я. М. Веприк, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, К. Д. Толстов, М. И. Фрадкин, В. С. Чукин, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 11, Изд-во АН СССР, 1961, стр. 35.
98. M. V. K. Arpa Rao, Phys. Rev. 123, 295 (1961).
99. M. V. K. Arpa Rao, J. Geophys. Res. 67, 1289 (1962).
100. S. F. Singer, Nuovo cimento, Suppl. 8, 549 (1958).
101. S. Hayakawa, K. Ito, Y. Terashima, Progr. Theor. Phys., Suppl. 6, 1 (1956).
102. М. И. Фрадкин, ЖЭТФ 29, 147 (1955).
103. Д. М. Хаскин, А. Л. Джейн, Е. Лорман, М. Шейн, М. Тойхер, Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. III, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 138.
104. Н. Л. Григоров, Д. А. Журавлев, М. А. Кондратьева, И. Д. Рапопорт, И. А. Савенков, сб. «Искусствен. спутники Земли», вып. 10, М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 96.
105. С. Н. Вериков, В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, УФН 63, вып. 1а, 131 (1957).
106. Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, И. Д. Рапопорт, ЖЭТФ 34, 506 (1958).
107. С. И. Никольский, Доклад на I Всесоюзн. совещании по космофизическим аспектам косм. лучей, 1962; УФН 78, 365 (1962).
108. Л. И. Дорман, Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. IV, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 328.
109. E. N. Park, Phys. Rev. 110, 1445 (1958).
110. В. Л. Гинзбург, Г. Г. Гетманцев, М. И. Фрадкин, Тр. 3-го совещания по вопросам космогонии, М., Изд-во АН СССР, 1954, стр. 149.
111. X. Эллиот, Р. Хиндс, Дж. Квенби, Г. Венк, Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. IV, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 319.
112. X. Неер, X. Р. Айдерсон, Тр. Межд. конференции по косм. лучам, т. IV, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 106.
113. C. Y. Fan, R. Meuer, J. A. Simpson, Phys. Rev. Letts. 5, 272 (1960).
114. J. A. Van Allen, L. A. Franklin, Science 138, 1097 (1962).
115. П. В. Вакулов, С. Н. Вериков, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, А. Н. Чарахчян, Т. Н. Чарахчян, А. Е. Чудаков, Доклад на варшавской сессии Международного симпозиума по исследованию космического пространства; Space Research, IV.
116. В. Л. Гинзбург, УФН 62, 37 (1957); «Физика элементарных частиц и космических лучей», М., ИЛ, 1960.
117. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Астрон. ж. 40, 466 (1963).
118. C. L. Critchfield, E. P. Ney, S. Oleksa, Phys. Rev. 85, 461 (1952).
119. J. A. Earl, Phys. Rev. Letts. 6, 125 (1961).
120. R. Meuer, R. Vogt, Phys. Rev. Letts. 6, 193 (1961).
121. R. Meuer, R. Vogt, J. Geophys. Res. 66, 3950 (1961).
122. R. Vogt, Phys. Rev. 125, 366 (1962).
123. Г. Г. Гетманцев, В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 87, 187 (1952).
124. R. Meuer, R. Vogt, Phys. Rev. Letts. 8, 387 (1963).

125. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Астрон. ж. 41 (1964).
126. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Доклад на конференции по космическим лучам в Москве (октябрь 1963 г.), Изв. АН СССР, сер. физ. (1964); Proc. Intern. Cosmic Ray Conf., India, 1964.
127. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, Phys. Rev. Letts. 8, 106 (1962).
128. J. E. Felten, P. Moggison, Phys. Rev. Letts. 10, 453 (1963).
129. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, ЖЭТФ 45, 353 (1963); 46, № 5—6 (1964).
130. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерный, С. И. Сыроватский, ДАН СССР 154, 557 (1964).
131. J. E. Kunzler, E. Buchler, F. S. L. Hsu, J. H. Wernick, Phys. Rev. Letts. 6, 89 (1961).
132. J. O. Betterton, R. W. Boom, G. D. Kneip, R. E. Worsham, C. E. Roos, Phys. Rev. Letts. 6, 532 (1961).
133. E. W. Hones, Phys. Rev. Letts. 2, 509 (1959).
134. J. A. De Strong, K. H. Hildebrand, P. Meuer, Proc. Intern. Cosmic Ray Conf., India, 1964; Phys. Rev. Letts. 12, 3 (1964).
135. M. V. K. Appa Rao, C. Dahanyake, M. F. Kaplon, P. J. Lavakare, Proc. Intern. Cosmic Ray Conf., India, 1964.
136. Н. Аизу, там же.
137. B. Hildebrand, F. W. O'Dell, M. M. Shapiro, R. Silberberg, B. Stiller, там же.

*Примечание при корректуре.* На последней Международной конференции по космическим лучам (Индия, декабрь 1963 г.) были сообщены полученные на баллонах первые экспериментальные результаты, касающиеся количества позитронов в космических лучах<sup>134</sup>. Согласно этим данным в интервале  $0,3 < E < 1 \text{ ГэВ}$  количество позитронов составляет  $(16 \pm 4)\%$  от всех легких частиц (электронов и позитронов). В области меньших энергий относительное количество позитронов возрастает. Приведенное значение является верхней границей для отношения  $N^+/(N^+ + N^-)$  в потоке первичных космических лучей, так как вторичные легкие частицы атмосферного происхождения в <sup>134</sup> не были отделены от первичных. Неясна также возможная роль электронов солнечного происхождения. Так или иначе, процент позитронов в составе электронной компоненты первичных космических лучей явно не превосходит  $10 \pm 20\%$ . Этот результат находится в согласии с выводом, сделанным в работе<sup>125</sup>. Вместе с тем важно подчеркнуть, что в силу вторичных процессов в межзвездной среде следует ожидать появления некоторого количества позитронов в составе электронной компоненты галактических космических лучей (до 20—30% при  $E \approx 10^8 \text{ эв}$  и до 2—3% при  $E \sim 10^9 \text{ эв}$ ). Поэтому измерение количества и спектра позитронов остается одной из актуальных задач исследований на спутниках.

На конференции в Индии были приведены также новые данные<sup>135—137</sup> об относительном потоке ядер  $\text{He}^3$ . Соответствующие значения для отношения  $\text{He}^3/(\text{He}^3 + \text{He}^4)$  таковы:  $0,20 \pm 0,05$  в работе<sup>135</sup>,  $0,1$  в работе<sup>136</sup> (для интервала  $E_{\text{кин}} = 155—320 \text{ эв/нуклон}$ ) и даже  $0,06 \pm 0,03$  в работе<sup>137</sup> (для интервала  $E_{\text{кин}} = 260—360 \text{ Мэв/нуклон}$ ). Учитывая эти результаты, по-видимому, можно считать, что в первичных космических лучах  $\text{He}^3/(\text{He}^3 + \text{He}^4) \lesssim 0,20$ .

