

## ПОИСКИ ФОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ $\sim 10^{13}$ эВ ОТ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ\*

*Совместно с В. Л. Дадыкиным, В. И. Зацепиным и Н. М. Нестеровой*

В данной статье описываются методика и результаты эксперимента, в котором сделана попытка обнаружения потока фотонов высокой энергии от некоторых космических объектов (и в первую очередь от объектов Лебедь А и Телец А). Эти наблюдения велись в течение четырех летних сезонов 1960, 1961, 1962 и 1963 гг. Предварительные результаты работы были доложены на международных конференциях по космическим лучам в Японии [1] и Боливии [2] и на Всесоюзной конференции по космическим лучам в Якутске.

Методика эксперимента была основана на регистрации широких атмосферных ливней в небольшом телесном угле (порядка нескольких тысячных стерадиан) по создаваемому ими в атмосфере Земли черенковскому излучению и сравнении интенсивности частиц высокой энергии, идущих от различных точек небесной сферы. Для этой цели была разработана телескопическая аппаратура большой светосилы, способная регистрировать вспышки черенковского света от ливней относительно небольшой начальной энергии ( $\sim 2 \cdot 10^{12}$  эВ при наблюдении на уровне моря). Благодаря большой эффективной площади регистрации ливней таким методом темп счета ливней (по направлениям, близким к вертикали) мог быть доведен до 200-250 в минуту и соответственно получена хорошая статистическая точность в сравнении интенсивностей от различных участков неба.

Окончательный результат всех четырех серий наблюдений оказался отрицательным. Во всех случаях с точностью около 1% не обнаружено возрастания интенсивности вблизи обследованных объектов. Придавать реальное значение эффектам порядка 1%, наблюдавшимся для объекта Лебедь А, оказалось невозможным. Таким образом, получен верхний предел возможной интенсивности фотонов. Для энергий фотонов  $E > 5 \cdot 10^{12}$  эВ, этот предел составляет  $5 \cdot 10^{-11}$  см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup>.

### Введение

В последнее время все большее внимание исследователей уделяется задаче экспериментального обнаружения фотонов высокой энергии в составе первичных космических лучей. При этом предполагается, что фотоны с энергией от  $10^8$  эВ и сколь угодно выше должны возникать при столкновениях частиц космических лучей с ядрами атомов разреженной среды (благодаря генерации  $\pi^0$ -мезонов и последующему их распаду). Поэтому получение экспериментальных данных об интенсивности в космическом пространстве фотонов различных энергий дало бы важнейшие сведения об интенсивности космических лучей в Галактике, или, возможно, в Метагалактике, и о количестве вещества, которое эти космические лучи встречают на своем пути к Земле. Особое значение таких данных состоит в том, что фотоны, в отличие от заряженных частиц, распространяются в космическом

---

\* "Космические лучи", Труды ФИАН им. П.Н. Лебедева, "Наука", М, 1964, т. 26, стр. 118.

пространстве по прямым линиям, и поэтому в принципе возможно локализовать на небесной сфере источник их генерации.

Основной трудностью, стоящей на пути экспериментального обнаружения фотонов, является их чрезвычайно малая интенсивность. Так, правдоподобные теоретические оценки интенсивности фотонов высокой энергии, генерированных в нашей Галактике, дают значение меньше, чем  $10^{-6}$  по отношению к заряженным частицам той же энергии. Такое же положение имеет место и при оценках возможной интенсивности фотонов от отдельных локальных источников [3]. Экспериментальная техника в настоящее время не достигла того уровня чувствительности, который необходим для регистрации столь малых интенсивностей. Тем не менее осуществлен уже ряд попыток обнаружения фотонов с помощью аппаратуры, чувствительность которой гораздо ниже той, которая требуется по теоретическим оценкам. Положительный эффект этих экспериментов означал бы существенную ломку представлений о концентрации космических лучей и вещества в космическом пространстве или в отдельных астрономических объектах. В данной статье излагается один из таких экспериментов, отрицательный результат которого был теоретически предопределен с весьма большой вероятностью, но ввиду важности вопроса должен был быть получен экспериментально.

Методы выделения первичных фотонов из основной массы заряженных частиц основаны на двух возможностях:

I - использование специфических свойств фотонов и

II - использование резкой угловой анизотропии, когда ожидаемый источник фотонов имеет малые угловые размеры на небесной сфере.

Возможно объединение обоих принципов, что даст наилучшие результаты.

К настоящему времени проведены следующие эксперименты.

1. В области энергии фотонов  $E \sim 10^8$  эВ наиболее совершенным является эксперимент [4], проведенный на спутнике Эксплорер XI. Выделение фотонов проводилось в основном по принципу I (требовалась нейтральность первичной частицы и образование ливня из релятивистских частиц). Угловое разрешение было довольно грубым; эффективная площадь составляла примерно  $100 \text{ см}^2$ .

2. В области сравнительно очень высоких энергий ( $E \sim 10^{15}$  эВ) по принципу I выполнена работа [5]. В этой области энергий из-за малой интенсивности возможна только регистрация вторичных частиц, создаваемых фотоном в атмосфере. Работа выполнена на уровне моря. Выделение ливней от первичных фотонов основано на отборе ливней с аномально малым числом проникающих частиц. Расположение источника фотонов на небесной сфере не определялось, хотя в принципе это возможно.

3. Аналогичный эксперимент проведен в Боливии на большой высоте (5200 м), что позволило снизить порог регистрации до  $E \sim 10^{14}$  эВ [6]. Благодаря большой площади детектора  $\mu$ -мезонов ( $60 \text{ м}^2$ ) и системе измерения угловых координат ливня (по запаздыванию импульсов от базовых сцинтилляторов) этот эксперимент должен дать наиболее полные данные в своем энергетическом интервале. Следует, однако, отметить, что выделение ливней от первичных фотонов, исходя из аномально малого числа проникающих частиц, отнюдь нельзя считать полностью достоверным.

В настоящее время ни один из этих экспериментов не дал убедительного доказательства присутствия фотонов в составе первичного потока космических лучей.

При энергиях меньше  $10^{14}$  эВ число  $\mu$ -мезонов в ливнях становится столь малым, что разделение ливней по числу проникающих частиц делается чрезвычайно трудной задачей. В этой области энергий в настоящее время доступно только использование принципа П. Здесь опробованы следующие пути.

4. Выделение источника фотонов на небесной сфере путем направленной регистрации  $\mu$ -мезонов на уровне моря, используя то обстоятельство, что ливни от первичных фотонов также должны содержать  $\mu$ -мезоны, хотя и в небольшом количестве. Энергетический порог такого метода не является определенным, если регистрируются одиночные  $\mu$ -мезоны, а эффективная площадь регистрации падает пропорционально уменьшению энергии.

Установка для направленной регистрации  $\mu$ -мезонов ( $\mu$ -мезонный телескоп) осуществлена в Японии [7]. Эффективная площадь регистрации  $\mu$ -мезонов этой установкой приблизительно  $6 \text{ м}^2$  что соответствует примерно такой же эффективной площади для регистрации первичных фотонов для энергии  $E \sim 10^{12}$  эВ, но меняющейся пропорционально энергии.

5. Наша установка осуществляет направленную регистрацию ливней с энергией больше некоторой пороговой (для фотонов  $E \sim 3.5 \cdot 10^{12}$  эВ). Методика основана на использовании черенковского свечения, создаваемого ливнем в атмосфере, что позволяет разместить телескоп на уровне моря. Эффективная площадь регистрации первичных фотонов с энергией  $5 \cdot 10^{12}$  эВ составляет  $5 \cdot 10^4 \text{ м}^2$ , что примерно в 1000 раз больше, чем эффективная площадь для той же энергии при направленной регистрации  $\mu$ -мезонов [7]. Угловое разрешение ( $\sim 2^\circ$ ) и фон от первичных заряженных частиц ( $200 \text{ мин}^{-1}$ ) примерно такие же, как в [7]. Поэтому даже с учетом необходимости вести наблюдения только в безлунные и безоблачные ночи наша установка является существенно более светосильной, чем установка японской группы [7].

Предложение обследовать по методу П области небесной сферы, включающие в себя некоторые мощные источники радиоизлучения, принадлежит Коккони [8]. В этой работе сделаны оптимистические оценки интенсивности фотонов с энергией  $10^{12}$  эВ от объектов, дающих синхротронное излучение в видимой области спектра, в первую очередь таких, как Крабовидная туманность. При этом Коккони исходил из гипотезы, что электроны высокой энергии образуются в подобных объектах за счет ядерных взаимодействий космических лучей с веществом. Тогда поток энергии синхротронного излучения при равновесии будет примерно равен потоку энергии фотонов в энергетическом интервале, соответствующем энергетическому интервалу для электронов.

Для Крабовидной туманности применительно к условиям нашего эксперимента (телесный угол регистрации  $1/300 \text{ стер}$ , светосила для первичных фотонов и первичных протонов той же энергии одинакова) расчет Коккони дает превышение эффекта над фоном в 10 раз. Следует отметить, однако, что положенная в основу расчета гипотеза о происхождении электронов как раз в случае

Крабовидной туманности находится в резком противоречии с астрофизическими данными о полной энергии взрыва сверхновой, плотности газа и напряженности магнитного поля [3]. Кроме того, очень жесткий спектр электронов в Крабовидной туманности (показатель дифференциального спектра в интервале  $10^9$ - $10^{12}$  эВ равен -1.7) невозможно сформировать в рамках вторичного происхождения электронов. Тем не менее обследованию Крабовидной туманности в нашем эксперименте было уделено большое внимание, но, кроме нее, были обследованы и некоторые другие объекты, поскольку с теоретической точки зрения обнаружение эффекта одинаково маловероятно для всех объектов.

## § 1. АППАРАТУРА

Телескопическая система состояла из четырех телескопов, расположенных на площадке  $3 \times 20$  м (рис. 1). Каждый телескоп состоял из трех параболоидов с параллельно ориентированными (с точностью  $\pm 0.2^\circ$ ) оптическими осями, жестко закрепленными на одном поворотном устройстве. Диаметр каждого параболоида был равен 155 см. В каждом параболоиде было установлено по одному фотоумножителю типа ФЭУ-13 (диаметр фотокатода 4.5 см). Перед фотоумножителями были установлены специальные линзы, предназначенные для улучшения угловых характеристик телескопов. Фотокатоды фотоумножителей располагались в фокусе оптической системы из параболического зеркала и корректирующей линзы. Для осуществления оптического контакта между фотокатодом и линзой наливалось вазелиновое масло. С помощью синхронного привода все телескопы могли быть ориентированы в заданном направлении с точностью  $\pm 0.4^\circ$  по азимуту и  $\pm 0.2^\circ$  по высоте. Начальная ориентация каждого телескопа осуществлялась по Полярной звезде, координаты которой в момент измерений определялись с помощью вычислений. Неточность ориентации телескопов обусловлена в основном наличием люфта как по азимуту, так и по высоте.

По высокочастотным кабелям длиной 25 м, подключенным непосредственно к анодам фотоумножителей, сигналы от них поступали в измерительную аппаратуру, блок-схема которой приведена на рис. 2. От



Рис. 1. Общий вид телескопической системы

фотоумножителей каждого телескопа сигналы поступали в один из четырех независимых сумматоров, откуда суммарный сигнал всех трех фотоумножителей попадал в один из четырех независимых каналов усилителя.

Для регистрации ливней была применена методика совпадений. Две независимые схемы совпадений регистрировали двойные совпадения импульсов от двух пар телескопов. При одновременном срабатывании схем двойных совпадений регистрировались также четырехкратные совпадения. Разрешающая способность схем совпадений составляла  $3 \cdot 10^{-8}$  сек. Перед поступлением на схемы совпадений сигналы от фотоумножителей усиливались усилителем с полосой пропускания 30 МГц и стандартизовались по амплитуде. После схем совпадений сигналы формировались по амплитуде и длительности и поступали в запоминающее устройство, а затем на самописец. Темп счета как двойных, так и четырехкратных совпадений регистрировался с усреднением по минутным интервалам.

В режиме максимальной чувствительности аппаратуры только канал четырехкратных совпадений был полностью свободен от счета случайных совпадений, обусловленных флуктуациями среднего тока в фотоумножителях. Средний ток на выходе фотоумножителей, обусловленный свечением ночного неба, изменялся приблизительно в 1.5 раза в зависимости от прохождения более или менее ярких звезд через поле зрения телескопов. В связи с этим и вклад случайных совпадений также менялся. Поэтому высокая точность при сравнении интенсивности потока частиц от различных участков неба могла быть получена только по каналу четырехкратных совпадений. Так как оба канала двойных совпадений не были свободны от примеси случайных, то запись темпа счета по этим каналам использовалась лишь для контроля случайных совпадений на записи счета в канале четырехкратных совпадений при появлении различного рода световых помех в атмосфере. Для этого в процессе измерений велась непрерывная запись темпа счета двойных совпадений не только с усреднением по минутным интервалам, но и без такого усреднения.

Помимо перечисленных каналов запись темпа счета ливней производилась еще по трем каналам, работавшим от суммарного сигнала всех 12 умножителей. По одному из них (канал "суммы") велась запись темпа счета ливней, для которых величина суммарного сигнала превышала

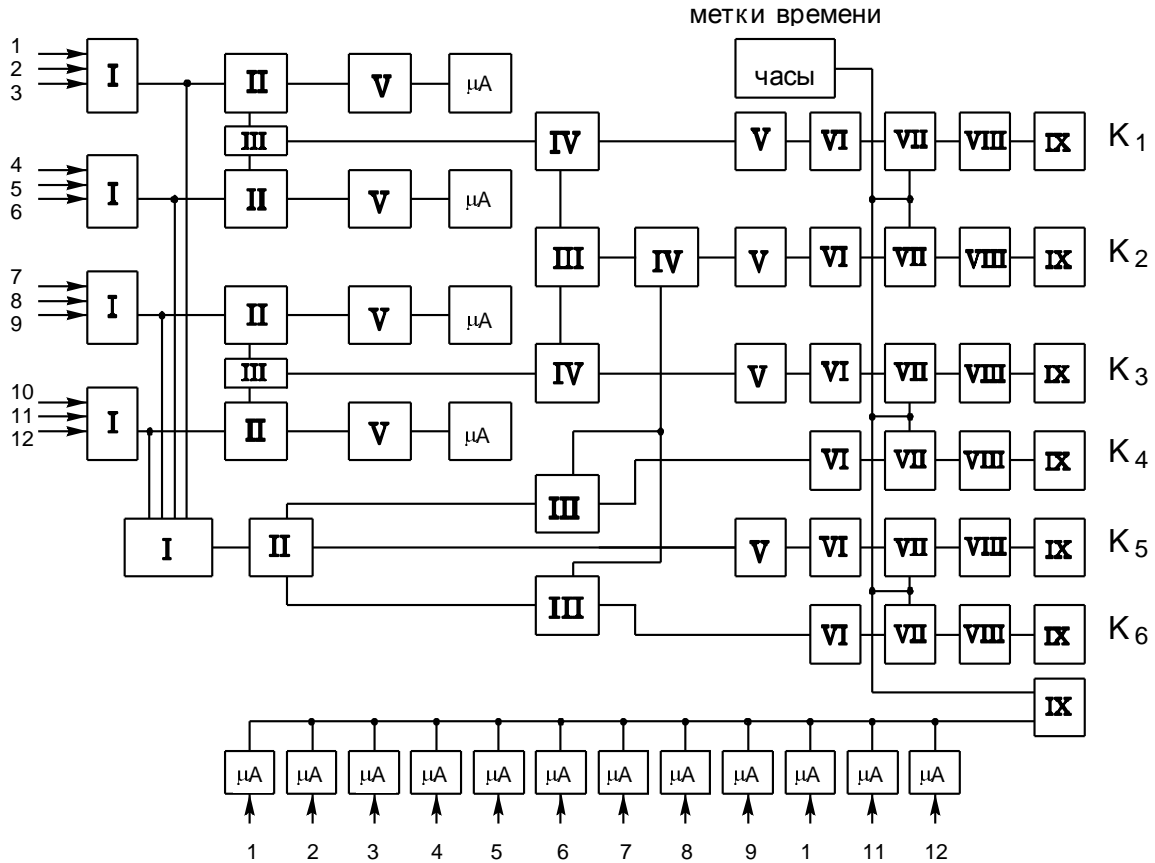


Рис. 2. Блок-схема измерительной аппаратуры

1 - 12 - входы кабелей от фотоумножителей; I - сумматор; II - усилитель; III - схемы совпадений; IV, VI - формирователи; V - запертый мультивибратор; VII - запоминающее устройство; VIII - катодный повторитель; IX - самописец;  $\mu\text{A}$  - микроамперметры;  $K_1, K_3$  - каналы двукратных совпадений;  $K_2$  - канал четырехкратных совпадений;  $K_4$  - канал «порог 1»;  $K_5$  - канал «суммы»;  $K_6$  - канал - «порог 2»

некоторое пороговое значение. В режиме максимальной чувствительности темп счета ливней, регистрируемых по этому способу, не отличался от темпа счета ливней по каналу четырехкратных совпадений, но контроль случайных совпадений в этом канале затруднителен. По двум другим каналам велась запись темпа счета ливней с энергией, в 1.5 (канал «порог 1») и 2.5 (канал «порог 2») раза превышающей максимальную энергетическую чувствительность данной установки, и лишь при наличии сигнала от канала четырехкратных совпадений.

Изображенные на блок-схеме микроамперметры (рис. 2) использовались для контроля за токами, протекавшими через фотоумножители, и темпом счета шумовых импульсов (обусловленных флуктуациями тока) в каждом из четырех каналов усилителя. Суммарный ток всех фотоумножителей непрерывно записывался в процессе измерений самописцем с целью контроля за состоянием неба<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Здесь описан окончательный вариант установки, созданной для исследования угловой анизотропии потоков частиц высокой энергии, приходящих на Землю из космического пространства. Измерения с

## § 2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТАНОВКИ

### 1. Энергетическая чувствительность

Одной из основных характеристик данной установки является ее энергетическая чувствительность, т. е. минимальная энергия первичных частиц, достаточная для регистрации вызываемых ими ливней. Для определения этой характеристики необходимо знать минимальную плотность светового потока, которая может быть зарегистрирована данной установкой на фоне свечения ночного неба, и пространственное распределение плотности светового потока в ливнях.

Пороговая плотность светового потока была найдена путем калибровки аппаратуры с помощью вспышек черенковского свечения известной интенсивности. В качестве таковых использовались вспышки, вызываемые прохождением  $\mu$ -мезонов космических лучей через плексигласовую пластинку заданной толщины. В результате можно было определить минимальное значение плотности светового потока, падающего на зеркало по направлению его оптической оси, необходимое для срабатывания установки. Такая калибровка была выполнена нами в 1960 г., когда установка состояла из четырех параболоидов. Пороговая интенсивность света для этого варианта установки оказалась равной<sup>2</sup>  $480 \text{ квант/м}^2$ . Измерения 1961, 1962 и 1963 гг. производились с установкой, состоящей из 12 параболоидов. Пороговая интенсивность света для такой установки в режиме ее максимальной чувствительности для счета ливней должна быть в  $\sqrt{3}$  раз меньше, так как отношение сигнала к шуму растет как корень квадратный из площади детектора. Следовательно, пороговая интенсивность света в измерениях 1961, 1962 и 1963 гг. составляла  $280 \text{ квант/м}^2$ . Для получения абсолютного значения пороговой энергии необходимо знать пространственное распределение плотности светового потока в ливнях. Экспериментальные данные о пространственном распределении интенсивности черенковского света от широких атмосферных ливней с начальной энергией  $E \sim 10^{13} \text{ эВ}$  в настоящее время отсутствуют. Поэтому мы воспользуемся расчетными данными [9] (рис. 3).

---

этой установкой проводились в течение трех летних сезонов 1961, 1962 и 1963 гг. Измерения, проведенные летом 1960 г. и весной 1961 г., были выполнены на установке, которая отличалась от описанной втрое меньшим числом параболоидов, из-за чего энергетическая чувствительность в этих измерениях была в 1.7 раза хуже. Каждый телескоп (их также было четыре) состоял тогда из одного укрепленного на поворотном устройстве параболического зеркала (но без корректирующей линзы), с установленным в фокусе этого зеркала фотоумножителем диаметром 6 см. В остальном установка 1960 г. не отличалась от описанной.

<sup>2</sup> Здесь, как и в расчетах [9, 10], о которых речь будет идти ниже, имеется в виду число квантов в условном диапазоне длин волн 3000-6000 Э.

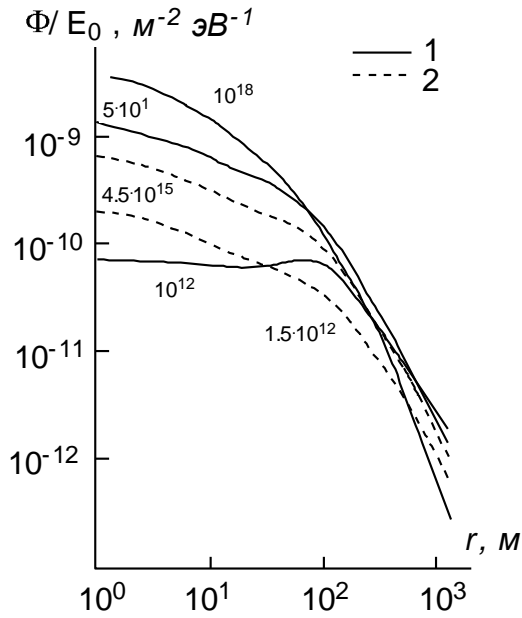


Рис. 3. Пространственное распределение интенсивности черенковского света в широких атмосферных ливнях на уровне моря; 1 - первичные фотоны; 2 - первичные протоны; цифры у кривых показывают энергию первичных частиц в эВ

На рис. 3 по оси ординат отложено число световых квантов, падающих на  $1 \text{ м}^2$  земной поверхности в расчете на  $1 \text{ эВ}$  первичной энергии, а по оси абсцисс - расстояние до оси ливня в метрах. Масштаб по осям - логарифмический. Пунктирные кривые соответствуют случаю, когда первичными частицами являются протоны, а сплошные - случаю первичных фотонов<sup>3</sup>. Результаты этих численных расчетов можно представить в виде  $\Phi = k E f(r) \text{ квант/м}^2$ , где  $E$  - энергия первичной частицы, а  $f(r)$  нормирована так, что  $f(0) = 1$ . В первом приближении можно принять, что в нужном диапазоне изменения энергии величины  $k$  и  $f(r)$  от энергии не зависят, но они оказываются существенно разными для первичных протонов и фотонов. В случае первичных фотонов  $f(r)$  имеет плато от  $r = 0$  до  $r = 80 \text{ м}$ , а для первичных протонов падает монотонно по закону

$$f(r) = \exp\left(-\sqrt{r/r_0}\right),$$

где  $r_0 = 43 \text{ м}$ ; соответственно  $k_\phi = 8.3 \cdot 10^{-11} \text{ эВ}^{-1}$  и  $k_p = 2.1 \cdot 10^{-10} \text{ эВ}^{-1}$ . Отсюда следует, что пороговой плотности света  $280 \text{ квант/м}^2$  соответствуют следующие значения пороговых энергий: а) для протонов  $E_{\text{пор},p} = 1.3 \cdot 10^{12} \text{ эВ}$ ; б) для фотонов  $E_{\text{пор},\phi} = 3.4 \cdot 10^{12} \text{ эВ}$ . Таким образом, пороговая энергия для первичных протонов в 2.5 раза меньше, чем в случае фотонов.

Проверка найденного значения пороговой энергии для протонов может быть осуществлена путем сравнения наблюдаемого темпа счета и энергетического спектра первичных частиц.

Число считаемых установкой событий равно

$$N = \int_0^{\theta_{\text{max}}} 2\pi \sin\theta \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} S(E,\theta) F(E) dE d\theta, \quad (2.1)$$

<sup>3</sup> Различия между кривыми обусловлены исключительно только различием принятых в расчетах каскадных кривых для ливней от протонов и фотонов и зависимостью каскадных кривых от начальной энергии первичных частиц.



где  $F(E)dE$  - дифференциальный энергетический спектр первичных частиц, а  $S(E, \theta)$  - площадь, с которой регистрируются оси ливней (от первичных частиц с энергией  $E_0$ , падающие под углом  $\theta$  к оптической оси телескопов.

Для вычисления функции  $S(E, \theta)$  необходимо учесть как угловую характеристику телескопов, так и угловую дисперсию светового потока в ливнях. Расчеты [10] показывают, что угловая дисперсия светового потока возрастает с увеличением прицельного параметра и при больших прицельных параметрах сравнима с углом зрения телескопов. В этом разделе мы произведем оценку темпа счета, считая, что световой поток не имеет углового разброса и параллелен оси ливня. Такое пренебрежение приведет к завышению ожидаемого темпа счета. Фактор завышения мы в дальнейшем оценим. В этом случае площадь регистрации ливней не зависит от  $\theta$  (угол зрения телескопов невелик), а функция  $S(E, \theta)$  будет равна:

$$S(E, \theta) = S(E)[I(\theta)]^\gamma \quad (2.2)$$

где  $I(\theta)$  - угловая характеристика телескопов, дающая долю светового потока, падающего на фотокатод фотоумножителя, от полного потока, падающего на параболоид. Угловая характеристика телескопов показана на рис. 4.

Учитывая (2.2), выражение (2.1) можно переписать теперь в виде

$$N = \Omega_0 \int_{E_{пор}}^{\infty} S(E) F(E) dE = F(E > E_{пор}) S_0 \Omega_0, \quad (2.1')$$

где

$$S_0 = \int_{E_{пор}}^{\infty} \frac{S(E) F(E) dE}{F(> E_{пор})},$$

а

$$\Omega_0 = \int_0^{\theta_{\max}} 2\pi \sin\theta [I(\theta)]^\gamma d\theta.$$

Интегральный энергетический спектр первичных частиц

$$F(>E) = AE^{-\gamma} \quad \text{м}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1} \quad (2.3)$$

в области  $E \sim 10^{13}$  эВ характеризуется следующими величинами:  $\gamma = 1.7$ ;  $A = 0.5 \cdot 10^{20}$ , если  $E$  выражена в электронвольтах [3].

Для нашей установки  $\Omega_0 = 2.8 \cdot 10^{-3}$  стер, а величина<sup>1</sup>  $S_0 = 1.5 \cdot 10^4$  м<sup>2</sup>. Тогда ожидаемое значение  $N_{ожс} = 5.2$  сек<sup>-1</sup>. Оценка, проведенная на основании результатов, которые будут изложены ниже, в подпараграфе 5, показывает, что учет углового разброса света в ливнях должен снизить ожидаемое значение темпа счета приблизительно в 1.8 раза. Следовательно,  $N_{ожс} = 2.9$  сек<sup>-1</sup>, а наблюдаемое значение

<sup>1</sup> Необходимая для вычисления величины  $S_0$  функция  $S(E)$  для ливней от первичных протонов изображена на рис. 11 (кривая б).

темпа счета равно  $3.3 \text{ сек}^{-1}$ , т. е. имеет место удовлетворительное согласие между наблюдаемым и ожидаемым темпом счета.

На рис. 5 представлено рассчитанное распределение регистрируемых

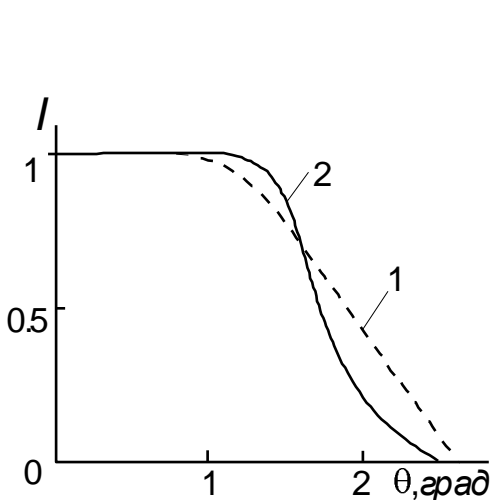


Рис. 4. Угловые характеристики телескопов 1 - в установке 1960 г. (расчет); 2 - в установке 1961-1963 гг.; кривая 2 получена экспериментально с помощью измерения тока от Полярной звезды

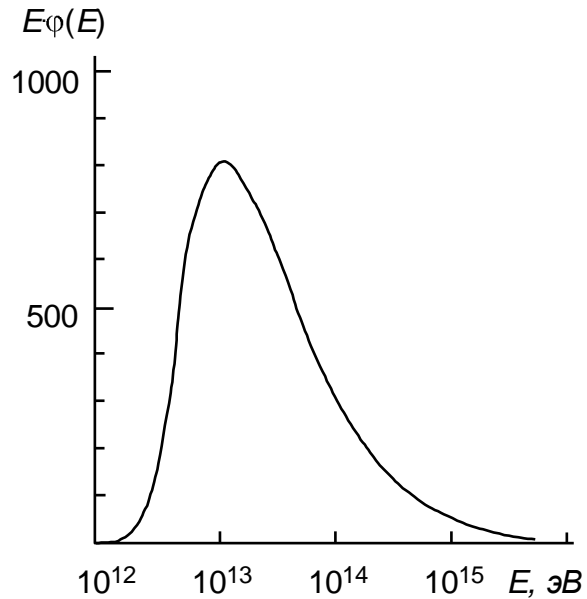


Рис. 5. Распределение регистрируемых ливней по энергиям (для пороговой плотности светового потока  $\Delta = 280 \text{ квант/м}^2$ )

ливней по энергиям. Функция  $\varphi(E)dE$  дает число ливней, регистрируемых из энергетического интервала  $E, E + dE$ . Полное число регистрируемых в единицу времени ливней (т. е. темп счета) определяется интегралом

$$\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \varphi(E) dE .$$

Это выражение можно следующим образом преобразовать:

$$\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \varphi(E) dE = \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} 2.3 E \cdot \varphi(E) d \lg E$$

Отсюда следует, что отложенная на рис. 5 по оси ординат величина  $E \cdot \varphi(E)$  пропорциональна числу ливней, регистрируемых из единичного логарифмического интервала энергий, а полная площадь под кривой пропорциональна темпу счета ливней. Из рис. 5 видно, что среди регистрируемых ливней наиболее сильно представленными должны быть ливни из логарифмического интервала около  $10^{13} \text{ эВ}$ .

На рис. 6 приведено распределение осей регистрируемых ливней. Функция  $\varphi(r)$  дает число осей ливней, регистрируемых из кольца  $r, r + dr$ , а отложенная по ординате величина  $r\varphi(r)$  пропорциональна числу осей ливней, регистрируемых из единичного логарифмического интервала расстояний. Так же как и в предыдущем случае,

$$\int_0^{\infty} 2.3r \cdot \varphi(r) dlgr$$

пропорционален темпу счета. Как следует из рис. 6, наиболее представленным логарифмическим интервалом прицельных параметров является интервал около  $r \sim 250$  м.

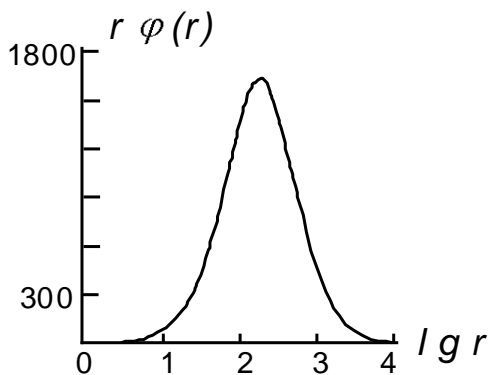


Рис. 6. Распределение регистрируемых ливней по прицельным параметрам

Распределения, приведенные на рис. 5 и рис. 6, вычислены в предположении, что угловой дисперсией светового потока в ливнях можно пренебречь. Эффективный угол зрения нашей телескопической системы составляет примерно  $1.75^\circ$ . Согласно расчетам [10], на расстояниях  $r < 100$  м от оси в такой световой приемник в случае регистрации ливней с  $E \sim 10^{13}$  эВ попадает большая часть светового потока. Однако при больших прицельных параметрах ( $r > 400$  м) доля светового потока, попадающая в такой световой приемник, становится очень незначительной. Это должно привести к существенному ограничению регистраций с

большими прицельными параметрами. Так как с большими прицельными параметрами регистрируются в основном ливни с высокими первичными энергиями, то это должно привести к существенному уменьшению вклада этих регистраций.

Другими словами, ожидаемое для данной телескопической системы распределение регистраций по энергиям и прицельным параметрам должно мало отличаться от приведенных на рис. 5 и рис. 6 для  $E < 10^{13}$  эВ и  $r < 100$  м, но для  $E > 10^{13}$  эВ и  $r > 100$  м (т. е. в области спада) кривые должны идти более круто.

## 2. Интегральный спектр амплитуд световых вспышек

На рис. 7 представлены результаты исследования зависимости темпа счета ливней от величины пороговой интенсивности света.

Регистрация темпа счета ливней велась одновременно по трем каналам: по каналу максимальной чувствительности (канал “четырёхкратные совпадения”) и по двум другим каналам, регистрировавшим ливни с интенсивностью световой вспышки, соответственно в 1.5 (канал “порог 1”) и в 2.5 раза (канал “порог 2”) большей, при наличии сигнала в канале максимальной чувствительности аппаратуры.

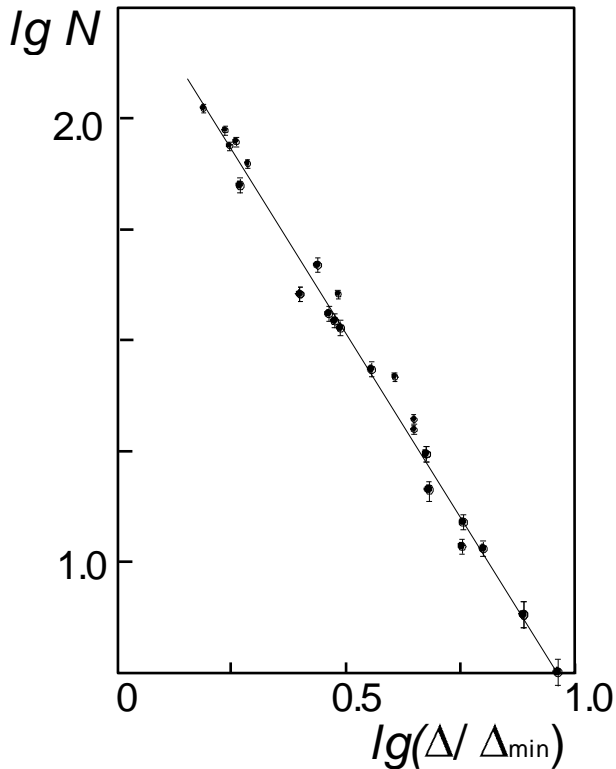


Рис. 7. Интегральное распределение световых вспышек по интенсивности. По оси ординат - темп счета ливней в минуту, по оси абсцисс - пороговая интенсивность света в единицах пороговой интенсивности света при максимальной чувствительности аппаратуры

Дальнейшее увеличение пороговой интенсивности достигалось заглублением чувствительности аппаратуры. Осуществлялось это путем уменьшения (скачком) напряжения на фотоумножителях. Чувствительность аппаратуры в новом режиме работы находилась по отношению суммарных токов, протекавших через фотоумножители до и после момента изменения напряжения. Суммарный ток непрерывно записывался самописцем.

Для контроля за стабильностью работы аппаратуры и прозрачностью атмосферы измерения повторялись затем в обратной последовательности, когда чувствительность аппаратуры вновь восстанавливалась до максимальной. Для анализа были оставлены сеансы, когда средний темп счета в прямой и обратной последовательности совпадал в пределах статистических ошибок измерений.

Представленные на рис. 7 экспериментальные данные получены за 10 часов измерений в течение трех безлунных и безоблачных ночей. Информация, полученная по каналу максимальной чувствительности, не была включена в обработку, так как темп счета ливней по этому каналу несколько занижался флуктуациями. Прямая линия, проведенная через экспериментальные точки, соответствует зависимости вида

$$N(> \Delta) = B \left( \frac{\Delta}{\Delta_{min}} \right)^{-\gamma}, \quad (2.4)$$

где  $B = 224 \pm 36$ ,  $\gamma = 1.67 \pm 0.13$ , а  $\Delta_{min} = 280$  квант/м<sup>2</sup>. Ошибки определены исходя из наблюдаемого разброса точек по методу наименьших квадратов.

Таким образом, распределение амплитуд световых вспышек подчиняется степенному закону с показателем, совпадающим с показателем интегрального энергетического спектра первичных частиц.

Качественно этот результат представляется вполне понятным. Выше было показано, что темп счета определяется формулой (21'). Величины  $S_0$  и  $\Omega_0$  слабо зависят от пороговой энергии, и в ограниченном интервале изменения  $\Delta$  их можно считать постоянными. Величина  $\Delta \sim E$ , и поэтому спектр вспышек должен в первом приближении повторять энергетический спектр первичных частиц.

### 3. Зависимость темпа счета ливней от зенитного угла

На рис. 8 представлены результаты исследования зависимости темпа счета ливней от зенитного угла.

При исследовании зависимости темпа счета ливней от зенитного угла существенное значение имеет хорошая защита фотоумножителей от влияния магнитного поля Земли, так как коэффициент усиления фотоумножителей зависит от их ориентации в магнитном поле. Такая защита имела в установке 1960 г. и 1963 г., когда фотоумножители были помещены в железные экраны. Поэтому здесь приведены результаты, полученные в 1960 и 1963 гг. Результаты 1963 г. получены с помощью двух параболоидов, укрепленных на одном поворотном устройстве (один параболоид был снят с поворотного устройства для того, чтобы иметь возможность наклонять один из агрегатов на возможно больший угол от зенита. Такая необходимость возникла, когда надо было обследовать на предмет поиска фотонов высокой энергии центр нашей Галактики).

Для того чтобы качественно понять наблюдаемую зависимость, достаточно рассмотреть следующую простую модель световой вспышки от ливня.

1. Пространственное распределение света в плоскости, перпендикулярной оси ливня, имеет вид равномерно освещенного круга (плотность светового потока всюду в пределах этого круга одинакова и равна полному количеству световых квантов в ливне, деленному на площадь круга).

2. Весь свет приходит сверху из области максимума ливня. Темп счета ливней определяется выражением (2.1'), которое в нашем случае можно записать в виде

$$N(\theta) = A[E_{\text{п}}(\theta)]^{-\gamma} S(\theta)\Omega(\theta). \quad (2.1'')$$

Следовательно, для оценки темпа счета ливней, регистрируемых под углом  $\theta$ , необходимо знать, как изменяются пороговая энергия, эффективная площадь и эффективный телесный угол.

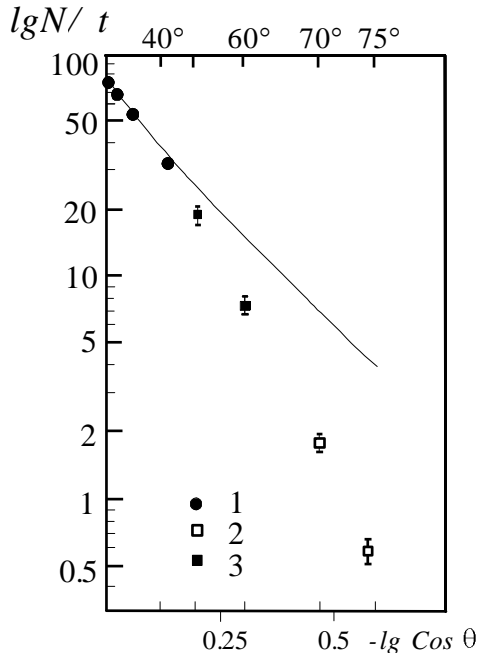


Рис. 8. Зависимость темпа счета ливней от зенитного угла. По оси ординат - темп счета ливней в минуту, по оси абсцисс - логарифм косинуса зенитного угла; 1 - экспериментальные данные 1960 г. (диаметр кружка равен двойной стандартной ошибке измерений); 2 - экспериментальные данные 1963 г.; 3 - точка нормировки

В рамках упомянутой выше модели радиус освещенной области пропорционален расстоянию от места наблюдения до максимума ливня. Качественно ясно, что в наклонном ливне максимум будет находиться дальше от наблюдателя, чем в вертикальном. По этой причине радиус освещенной области в наклонном ливне возрастет, а плотность светового потока уменьшится, что повлечет за собой увеличение пороговой энергии. При  $\gamma > 1$  ( $\gamma$  - показатель интегрального энергетического спектра первичных частиц) это должно привести к уменьшению темпа счета. Изменением телесного угла можно в первом приближении пренебречь.

Сделаем оценки. Если в вертикальном ливне максимум удален от наблюдателя на расстояние  $h$ , то в наклонном ливне расстояние до максимума вдоль оси ливня будет в  $K$  раз больше, причем<sup>1</sup>

$$K = [1 - (7.1/h) \ln \text{Cos} \theta] / \text{Cos} \theta .$$

(2.5)

Тогда

$$S(\theta) = K^2 S(0); \quad E_{nop}(\theta) = K^2 E_{nop}(0).$$

Подставляя это выражение в (2.1'') будем иметь:

$$N(\theta) = N(0) K^{-2(\gamma-1)}, \quad (2.6)$$

Как было показано выше, основной вклад в темп счета под углами, близкими к зениту, вносят ливни с  $E \sim 10^{13}$  эВ. Для таких ливней высота максимума при наблюдении на уровне моря составляет 8.5 км. Принимая эту величину в качестве  $h$ , находим, что

$$K = (1 - 0.8 \ln \text{Cos} \theta) / \text{Cos} \theta (2.5')$$

Результаты вычислений по формуле (2.6) с величиной, определенной из (2.5'), и значением  $\gamma = 1.7$  показаны на рис. 8 сплошной кривой. Из рис. 8 видно, что для  $\theta <$

<sup>1</sup> При выводе этой формулы принято, что изменение плотности воздуха с высотой происходит по закону  $\rho(h) = \rho_0 \exp(-h/7.1)$ , где  $h$  выражена в км, и что максимум ливня достигается при прохождении определенного количества вещества, зависящего только от первичной энергии. Заглубление максимума из-за увеличения пороговой энергии не принималось во внимание.

$30^\circ$  имеет место удовлетворительное согласие с наблюдениями. Расхождение при больших зенитных углах возможно связано с существенной ролью поглощения света в атмосфере.

#### 4. Изменение темпа счета ливней при отклонении оптической оси одного из телескопов от общего направления остальных

На рис. 9 показаны результаты экспериментального исследования углового разрешения, полученные в 1960 г. с установкой, состоявшей из четырех телескопов. Для этой цели производилось измерение темпа счета четырехкратных совпадений при отклонении оптической оси одного из телескопов от общего направления остальных трех. Приведенная на этом

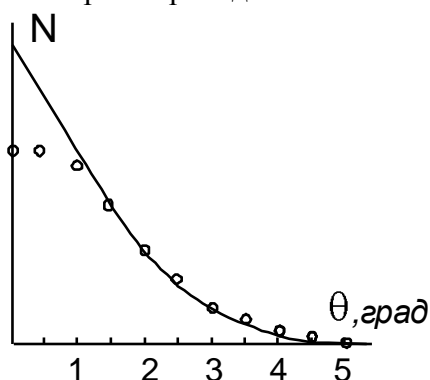


Рис. 9. Изменение темпа счета ливней при отклонении оптической оси одного из телескопов от общего направления остальных. Кружки - экспериментальные данные; кривая - расчет без учета угловой дисперсии светового потока в ливнях

экспериментальными данными и кривой при малых углах отклонения возможно объясняется неполной идентичностью телескопов и неточностью их начальной ориентировки.

#### 5. Ожидаемая угловая зависимость темпа счета ливней от точечного источника фотонов на небесной сфере

Угловая зависимость темпа счета ливней от точечного источника фотонов на небесной сфере характеризует угловое разрешение данной установки и позволяет оценить угловой (и соответственно временной интервал, в котором следует искать превышение темпа счета над средним значением фона от первичных протонов. Исходными данными для расчета этой характеристики служат: угловая характеристика телескопов и пространственно-угловое распределение интенсивности черенковского света в ливнях.

Угловая характеристика телескопов была приведена выше (см. сплошную кривую на рис. 4). Если пренебречь угловым разбросом света в ливнях, то искомая

рисунок кривая дает эту зависимость при учете только угловых характеристик телескопов. При вычислении этой кривой принято, что интегральное распределение амплитуд вспышек по величине имеет степенной вид с показателем  $\gamma = 1.7$ . Угловая характеристика телескопов для этих измерений была приведена выше (пунктирная кривая на рис. 4).

Тот факт, что экспериментальные данные по "угловому" раздвижению могут быть хорошо совмещены с расчетной кривой при больших углах отклонения, показывает, что роль угловой дисперсии светового потока во всяком случае невелика. Расхождение между

зависимость определяется функцией  $[I(\theta)]^\gamma$ , где  $\gamma$  - предполагаемый показатель степени интегрального энергетического спектра первичных фотонов.

На рис. 10 кривые 1, 2 и 3 дают эту зависимость соответственно для  $\gamma = 1.0$ ; 1.7 и 3.0. Оценим теперь эту зависимость с учетом угловой дисперсии светового потока в ливнях.

Темп счета ливней от локального источника фотонов на небесной сфере определяется выражением

$$N(\theta) = \int_{E_{\text{пор},\phi}}^{\infty} S_{\phi}(E, \theta) F_{\phi}(E) dE, \quad (2.7)$$

где  $F_{\phi}(E)dE$  - дифференциальный энергетический спектр фотонов, а  $S_{\phi}(E, \theta)$  - площадь регистрации ливней от фотонов с энергией  $E$ , когда оптическая ось телескопа составляет угол  $\theta$  с направлением на источник.

Используя результаты расчетов пространственно-углового распределения интенсивности черенковского света в ливнях [10], можно вычислить необходимые для данной задачи функции<sup>1</sup>  $S_{\phi}(E, \theta)$ . Результаты этих численных расчетов для пороговой интенсивности 280 *квант/м<sup>2</sup>* представлены на рис. 11 сплошными кривыми.

<sup>1</sup> Функции  $S(E, \theta)$  вычислялись следующим образом. Из расчетов [10] известно число световых квантов  $J(E, R, \psi, \phi)$  (*м<sup>-2</sup> стер<sup>-1</sup>*), падающих на расстоянии  $R$  от оси ливня из любой точки небесной сферы с зенитным углом  $\psi < 10^\circ$  в момент прохождения ливня от первичного фотона с энергией  $E$  (расчет выполнен для ливней, приходящих из зенита). Используя эти результаты, можно определить, какое число световых квантов  $Q$  (*м<sup>-2</sup>*) попадает в телескоп в случае, когда его оптическая ось составляет угол  $\theta$  с направлением на источник (т. е. угол  $\theta$  с осью ливня), а полярные координаты оси ливня на земной поверхности есть  $R$  и  $\phi_0$ , где  $R$  - прицельный параметр, а  $\phi_0$  - азимут. В этом расчете должна быть учтена характеристика телескопа. Для упрощения расчета она была принята в виде (см. кривую 5 на рис. 10)

$$I(\theta) = \begin{cases} 1 & \theta < \theta_0 \\ 0 & \theta > \theta_0 \end{cases},$$

где  $\theta_0 = 1.75^\circ$ . Величина  $Q$  определяется интегралами вида

$$Q(E, \theta_0, \theta, R, \phi_0) = \int_{\phi_0 - \alpha(\theta_0, \theta)}^{\phi_0 + \alpha(\theta_0, \theta)} \int_{\theta - \beta(\theta_0, \phi_0)}^{\theta} J(E, R, \psi, \phi) \sin \psi d\psi d\phi$$

Для заданных значений  $E$ ,  $\theta$  и  $\theta_0$  эта формула позволяет вычислить пространственное распределение света для различных азимутов  $\phi_0$ , после чего, задаваясь определенным значением пороговой плотности светового потока  $\varphi_{\text{пор}}$ , можно определить максимальный прицельный параметр  $R_{\text{max}}$  как функцию  $\phi_0$ . Искомые функции  $S(E, \theta)$  определяются затем выражением

$$S(E, \theta) = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_{\text{max}}(\phi_0)} r dr d\phi_0.$$



Эти кривые и были использованы для вычисления по формуле (2.7) ожидаемой зависимости темпа счета фотонов от угла между оптической осью телескопов и направлением на источник. Расчет был выполнен в предположении, что энергетический спектр первичных фотонов имеет степенной вид и в интегральной форме характеризуется показателем  $\gamma = 1.7$ . Результаты расчета приведены на рис. 10 (кривая 4).

Сравнение с кривой 2 показывает, что для  $\gamma = 1.7$  учет углового разброса света в ливнях не очень существенно меняет эффективный угол зрения телескопов. Однако зависимость эффективного угла зрения от предполагаемого значения будет в этом случае более существенной, чем это следует из анализа кривых 1, 2 и 3.

Угловые распределения света в ливнях от первичных фотонов и первичных протонов отличаются несущественно [10]. Поэтому приведенными выше расчетами можно воспользоваться для того, чтобы оценить поправку, которую вносит учет углового разброса света в ливнях в ожидаемый темп счета ливней от первичных протонов. С этой целью была вычислена показанная на рис. 11 пунктирной кривой  $a$  зависимость эффективной площади регистрации фотонных ливней от энергии. При этом предполагалось, что световой поток не имеет угловой дисперсии и параллелен оси ливня (такая зависимость будет справедлива для светоприемника с неограниченным углом зрения). Если бы первичными частицами были фотоны, а угловая дисперсия светового потока отсутствовала, то темп счета ливней нашей телескопической системой определялся бы выражением (2.1'). Вычисления, проведенные с использованием кривой  $a$  и спектра (2.3), показали, что темп счета ливней в этом случае был бы равен ( $\Delta_{nop} = 280$  квант/м<sup>2</sup>)  $N = 10.5$  сек<sup>-1</sup>. Если же учесть угловую дисперсию светового потока, то ожидаемый темп счета определится выражением (2.1), где в качестве функций  $S(E, \theta)$  должны быть использованы сплошные кривые, приведенные на рис. 11. Вычисления для этого случая дают  $N = 5.8$  сек<sup>-1</sup>. Таким образом, наличие углового разброса света в ливнях привело бы в этом случае к снижению темпа счета в 1.8 раза. В первом приближении можно принять, что этот коэффициент будет справедливым и для реального случая, когда первичными частицами являются протоны. Этот коэффициент и был использован нами в начале этого параграфа.

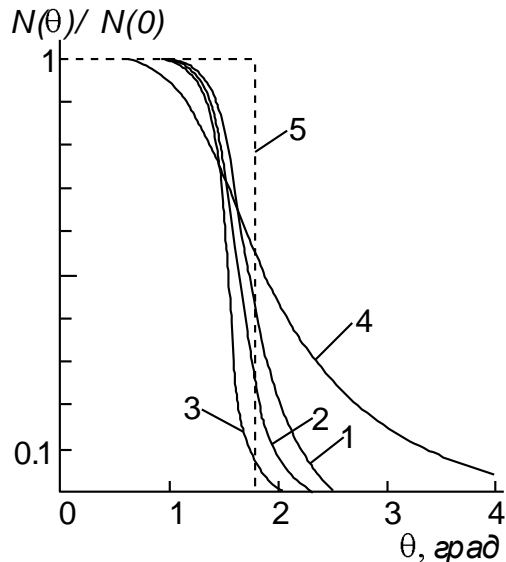


Рис. 10. Ожидаемая зависимость темпа счета фотонов от угла между оптической осью телескопов и направлением на источник. 1,2,3 - соответственно для  $\gamma = 1.0$ ; 1.7 и 2.0 в предположении, что световой поток не имеет углового разброса; 4 - расчет для  $\gamma = 1.7$  с учетом угловой дисперсии светового потока, 5 - принятая в расчете кривой 4 угловая характеристика

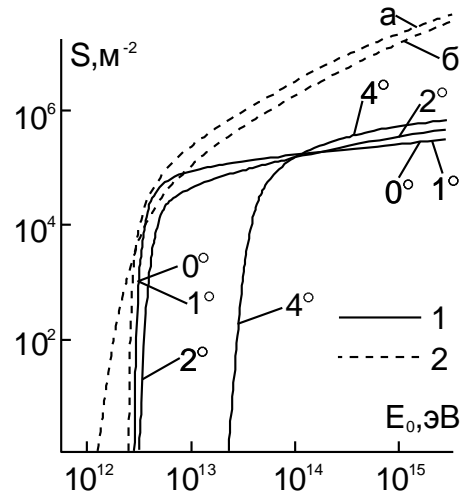


Рис. 11. Зависимость эффективной площади регистрации ливней от энергии. 1 - для телескопов с углом зрения  $1.75^\circ$  для случая ливней от локального источника фотонов (цифры у кривых - угол между оптической осью телескопов и направлением на источник); 2 - для светоприемников с неограниченным углом зрения: а - для случая ливней от фотонов, б - для случая ливней от протонов. По оси ординат отложены значения площади  $S, m^2$ , по оси абсцисс - энергия первичных частиц в эВ; масштаб по осям логарифмический

Выше было отмечено, что учет углового разброса света в условиях регистрации ливней узкоугольной телескопической системой приводит к резкому ограничению числа регистраций с большими прицельными параметрами и большими первичными энергиями. Справедливость этого заключения следует также из сравнения кривой *a* и сплошных кривых, представленных на рис. 11.

### § 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБСЛЕДОВАНИЯ ПРЕДПОЛАГАЕМЫХ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ ФОТОНОВ

Методы поиска фотонов, обработка и анализ экспериментальных данных на протяжении всех четырех лет работы оставались неизменными; поэтому при изложении методики и результатов наблюдений мы не будем особо выделять период наблюдений лета 1960 г. и весны 1961 г., когда установка состояла всего из четырех параболоидов. Нужно лишь иметь в виду, что после расширения установки до 12 параболоидов (т. е. с лета 1961 г.) энергетическая чувствительность увеличилась в 1.7 раза по сравнению с чувствительностью установки 1960 г.

В дальнейшем, если это специально не будет оговорено в тексте, речь будет идти о результатах, полученных по каналу четырехкратных совпадений. Этот канал имеет максимальную энергетическую чувствительность, полностью свободен от примеси случайных совпадений, и информация, полученная по этому каналу, является наиболее статистически обеспеченной. Анализ же данных, полученных по

другим каналам, таким как канал “суммы”, “порог 1” и “порог 2”, не дал ничего нового по сравнению с анализом четырехкратных совпадений. Кроме того, материал, полученный по этим каналам, либо не свободен от примеси случайных событий, либо хуже статистически обеспечен.

Поиски фотонов высокой энергии от локальных источников космического радиоизлучения производились только в безлунные и безоблачные ночи. Перед началом измерений все телескопы ориентировались в ту точку небесной сферы, через которую через время  $\Delta T$  должен был пройти данный радиоисточник, после чего в течение времени  $2\Delta T$  велась непрерывная запись темпа счета и суммарного тока всех фотоумножителей. В течение ночи можно было записать несколько таких сеансов, “догоняя” исследуемый объект путем переориентации телескопов. Типичная запись темпа счета ливней в течение одного такого сеанса показана на рис. 12. Ордината означает количество ливней, сосчитанных за одну минуту. Длина каждой “ступеньки” вдоль оси абсцисс соответствует одной минуте. Начало сеанса, время прохождения источника через оптическую ось телескопа  $T_{np}$  и конец сеанса отмечались оператором.

Длительность сеансов была неодинакова. При наблюдениях различных источников и в разные сезоны наблюдений одного и того же источника она менялась от одного до двух часов. Время прохождения источника через оптическую ось телескопа вычислялось на основании известных формул астрономии. Для оценки точности, с которой определялась минутная метка времени, соответствующая моменту прохождения  $T_{np}$  источника, мы воспользовались тем обстоятельством, что для ряда обследованных источников через угол зрения телескопов проходила яркая звезда (например,  $\gamma$ -Лебедя,  $\epsilon$ -Девы и др.), хорошо заметная на кривой общего тока фотоумножителей. Сравнение вычисленного момента прохождения звезды с найденным по максимуму тока показало, что неточность отождествления, обусловленная в основном неточностью часов и погрешностями в ориентации телескопов, составляла приблизительно  $\pm 1$  мин. Все записи, относящиеся к каждому периоду наблюдений данного источника, были в дальнейшем совмещены относительно момента прохождения и просуммированы.

Результаты этой обработки для объектов Телец А, Лебедь А и Кассиопея А графически представлены на рис. 13. Вертикальными линиями слева изображены:

- 1) статистическая ошибка  $\sigma_T = \sqrt{N}$  ;
- 2) средняя квадратическая ошибка отдельного измерения  $\sigma_s = \sqrt{\Sigma (N - \bar{N})^2 / (n - 1)}$ , характеризующая экспериментальный разброс точек ( $n$  - число временных интервалов).

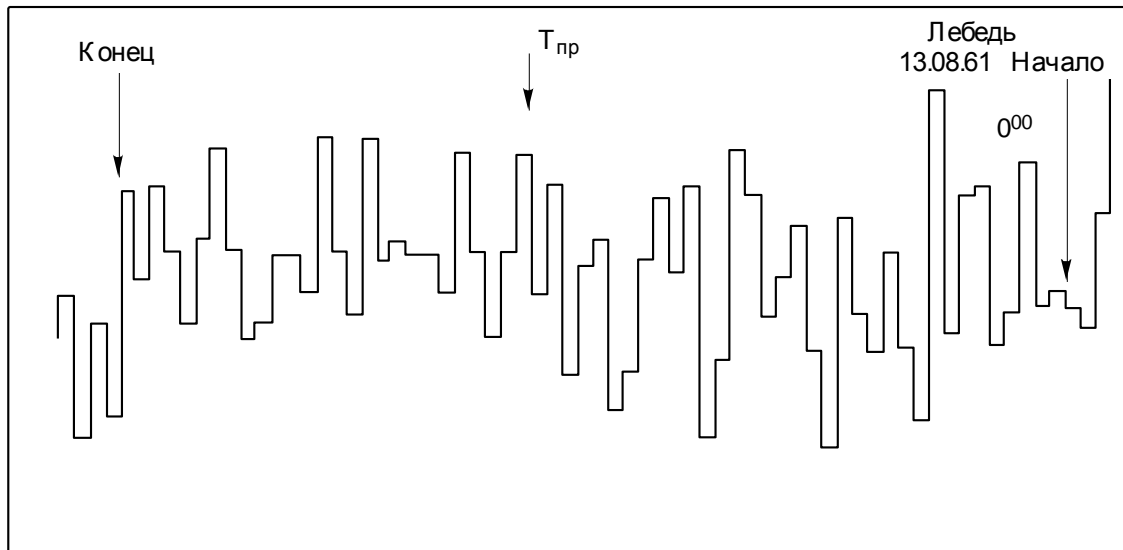


Рис. 12. Пример записи темпа счета ливней

Плавные кривые внизу показывают типичную запись общего тока фотоумножителей при наблюдении соответствующего источника. Эти кривые мало различались для разных периодов наблюдения. Ось абсцисс для кривых тока совпадает с осью абсцисс для гистограмм, по оси ординат отложен ток в относительных единицах. На этих кривых хорошо заметны яркие звезды, проходившие через угол зрения телескопов.

При анализе гистограмм необходимо иметь в виду, что при своем видимом движении по небесной сфере различные источники за одно и то же время перемещаются на разные углы относительно оптической оси телескопов. Так, Телец А и Лебедь А за 4 мин перемещаются на  $0.93^\circ$  и  $0.76^\circ$ , а Кассиопея А за 6 мин на  $0.80^\circ$ . Аналогичные гистограммы были построены для всех обследованных астрономических объектов.

Если объект является локальным источником фотонов, энергия которых превышает пороговую энергию телескопической системы, то средний темп счета ливней в пределах некоторого интервала времени  $\pm t_0$  относительно момента прохождения источника должен быть больше, чем вне этого интервала. Относительная величина эффекта, очевидно, равна  $\delta = (\bar{N}_0 - \bar{N}) / \bar{N}$ , где  $\bar{N}_0$  - средний темп счета ливней внутри интервала  $\pm t_0$ , а  $\bar{N}$  - средний темп счета ливней вне этого интервала. Эта величина подвержена статистическим флуктуациям. Для объектов, не являющихся источниками фотонов, величина  $\bar{\delta} = 0$  (конечно, при отсутствии систематических ошибок измерений). Если  $\delta$  подчиняется нормальному распределению, то вероятность получить значение  $\delta \geq 2\sigma(\delta)$  при  $\bar{\delta} = 0$  составляет около 2%, а вероятность получить  $\delta \geq 3\sigma(\delta)$  составляет примерно 0.1% [здесь  $\sigma(\delta)$  - стандартная ошибка величины  $\delta$ ].

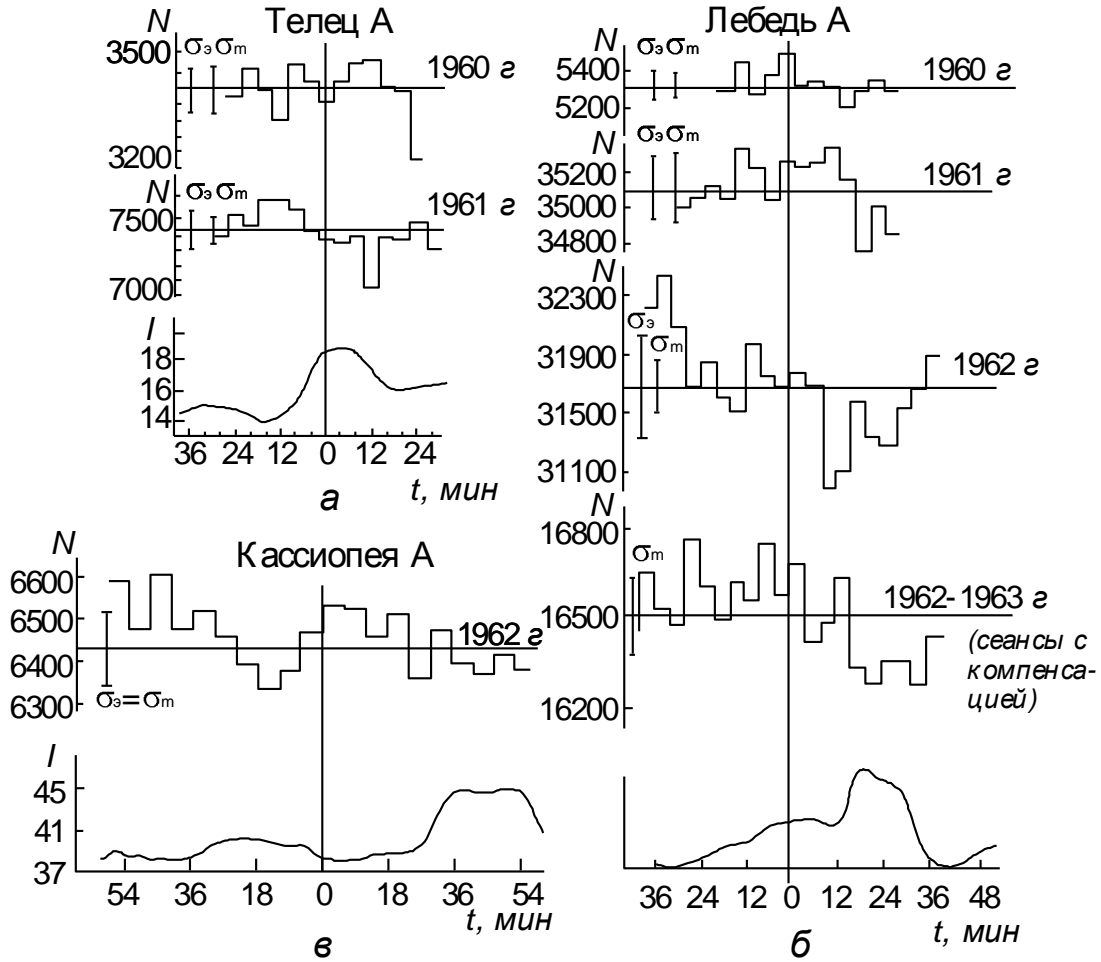


Рис. 13. Результат суммирования всех наблюдений для радиоисточников Телец А (а), Лебедь А (б) и Кассиопея А (в). По ординате в случае радиоисточников Телец А и Лебедь А отложено полное число ливней, зарегистрированных в четырехминутном интервале, а в случае радиоисточника Кассиопея А - в шестиминутном интервале; по оси абсцисс отложено время. Вертикальные линии в центре соответствуют моменту прохождения радиоисточников через оптическую ось телескопов. Левые части гистограмм относятся к наблюдениям до момента прохождения, а правые - к наблюдениям после момента прохождения источника через оптическую ось телескопов. Кривые внизу - запись общего тока фотоумножителей

Если локальный объект является источником фотонов ( $\bar{\delta} > 0$ ), то величина  $\delta$  будет зависеть от выбора интервала  $t_0$ , который определяется эффективным углом зрения телескопов  $\theta_{\text{эф}}$  и скоростью видимого перемещения источника по небесной сфере  $v/t_0 = \theta_{\text{эф}}/v$ . Как уже было сказано выше, эффективный угол зрения телескопов должен зависеть от энергетического спектра фотонов. В случае "мягкого" спектра  $\theta_{\text{эф}} \approx \pm 1.0^\circ$ , а

Т а б л и ц а 1

Астрономический объект и период наблюдений	Часовой угол	Склонение	Число сеансов	$\delta \pm \sigma, \%$	
				$\theta_{эф} \approx \pm 1^\circ$	$\theta_{эф} \approx \pm 3^\circ$

## Д и с к р е т н ы е   р а д и о и с т о ч н и к и

Телец А (Крабовидная туманность)					
1960	$5^h 32^m$	$+22^\circ 00'$	15	$-0.15 \pm 1.32$	$+1.30 \pm 0.95$
1961			13	$-0.70 \pm 1.20$	$-0.60 \pm 0.84$
1962*			19	$-1.40 \pm 0.82$	$-0.45 \pm 0.54$
Кассиопея А					
1962	$23^h 21^m.6$	$+58^\circ 35'$	8	$+0.60 \pm 0.93$	$-0.47 \pm 0.56$
1962*			12	$-0.36 \pm 1.10$	$-0.77 \pm 0.66$
Лебедь А					
1960			19	$+1.60 \pm 0.92$	$+1.60 \pm 0.80$
1961	$19^h 58^m.4$	$+40^\circ 32'$	70	$+0.22 \pm 0.35$	$+0.67 \pm 0.28$
1962			62	$+0.15 \pm 0.63$	$+0.65 \pm 0.52$
1962*			20	$+0.50 \pm 0.76$	$+0.60 \pm 0.54$
1963*			20	$+1.16 \pm 0.77$	$+0.97 \pm 0.53$
Дева А					
1961	$12^h 28^m.9$	$+12^\circ 38'$	10	$-0.23 \pm 3.0$	$-0.14 \pm 2.10$
1962			10	$+0.37 \pm 1.0$	$+0.54 \pm 0.70$
Персей А					
1962	$3^h 14^m$	$+42^\circ 24'$	4	$-1.80 \pm 2.30$	$-2.00 \pm 1.24$
Стрелец А					
1963	$17^h 43^m.3$	$-28^\circ 58'$	7	-	$+10.5 \pm 20$

## С к о п л е н и я   г а л а к т и к

Большая Медведица II					
1962	$10^h 54^m$	$+56^\circ 30'$	1	$-5.0 \pm 2.9$	$-3.0 \pm 1.24$
Северная корона					
1962	$15^h 22^m$	$+27^\circ 24'$	2	$+3.3 \pm 2.1$	$+1.9 \pm 1.4$
Волосы Вероники					
1962	$12^h 55^m$	$+28^\circ 41'$	1	$+1.5 \pm 3.4$	$+1.7 \pm 2.4$
Волопас					
1962	$14^h 33^m$	$+31^\circ 16'$	1	$+2.4 \pm 6.9$	$+6.6 \pm 4.7$

для очень "жесткого" спектра - раза в три больше. В табл. 1 приведены

\* Звездочкой отмечены измерения с компенсацией тока от неба.

величины  $\delta$ , подсчитанные для двух разных значений эффективного угла:  $\theta_{эф} \approx \pm 1^\circ$  и  $\theta_{эф} \approx \pm 3^\circ$  для всех обследованных нами объектов. В той же таблице для каждого значения  $\delta$  указана стандартная ошибка  $\sigma(\delta)$  и количество сеансов, по которым вычислены величины  $\delta$  и  $\sigma(\delta)$ . Координаты скоплений галактик взяты из работы [11]

#### § 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из приведенных в табл. 1 экспериментальных данных (а для радиоисточников Телец А, Лебедь А и Кассиопея А и из приведенных выше гистограмм) видно, что если и существует возрастание темпа счета в момент прохождения источников, то оно очень мало. В тех отдельных случаях, когда  $\delta$  положительна и равна приблизительно двум стандартным ошибкам, следует обсудить возможности появления ложного максимума. Все остальные случаи, по-видимому, не противоречат тому, что для них  $\bar{\delta} = 0$ .

Рассмотрим следующие возможности появления ложного максимума. **Увеличение темпа счета из-за увеличения общей светимости неба** (случайные совпадения). Эту возможность следует сразу исключить, так как канал четырехкратных совпадений был полностью свободен от счета случайных событий. Это неоднократно проверялось следующим образом.

Незадолго до рассвета в один из каналов усилителя включался отрезок высокочастотного кабеля длиной около 25 м, чем вызывалась задержка импульса по этому каналу на время большее, чем  $10^{-7}$  сек, и счет ливней по каналу четырехкратных совпадений прекращался. С наступлением рассвета общий ток быстро возрастал, и при достижении некоторого значения и канал четырехкратных совпадений начинал регистрировать случайные совпадения.

При проведении рабочих измерений мы следили за тем, чтобы общий ток фотоумножителей и соответствующий ему максимальный темп счета двукратных совпадений были меньше опасного значения. Таким образом, эта возможность отпадает. Кроме того, средний ток фотоумножителей в интервале времени  $\pm t_0$ , как правило, не превышал среднего тока вне этого интервала..

**Случайный выброс, обусловленный нестабильностью работы аппаратуры, помехами** и пр. Против этой возможности можно сказать следующее: наблюдаемый эффект не принадлежит какому-нибудь одному сеансу, а статистически распределен между большим количеством сеансов.

**Модуляция темпа счета ливней, обусловленная изменением прозрачности атмосферы в течение сеанса наблюдения**. В этом случае эффект также должен принадлежать одному-двум сеансам, на протяжении которых прозрачность атмосферы могла случайно измениться так, что в промежуток времени  $\pm t_0$  она была больше, чем вне этого интервала. Естественно ожидать, что изменение прозрачности атмосферы при усреднении по большому числу сеансов может лишь привести к увеличению экспериментального разброса темпа счета по сравнению с разбросом по закону Пуассона.

**Модуляция темпа счета ливней, обусловленная систематическим изменением чувствительности аппаратуры во времени.** Несмотря на принятые меры по стабилизации питания всех электрических цепей, нельзя быть уверенным, что дрейф чувствительности мог быть исключен с точностью до долей процента. Однако такой дрейф должен был бы привести, как и в предыдущем случае, лишь к дополнительному разбросу.

**Изменение чувствительности аппаратуры с изменением светимости ночного неба.** Эта возможность является наиболее существенной. Ниже будет показано, что при данной системе регистрации ливней темп счета зависит, хотя и не сильно, от интенсивности свечения ночного неба. Это связано с падающим спектром черенковских вспышек и с наличием статистических флуктуаций в числе фотоэлектронов, вылетающих с фотокатодов фотоумножителей.

Пусть  $\nu$  - количество электронов, вылетевших с фотокатода фотоумножителя при регистрации черенковской вспышки, дающей в среднем  $\bar{\nu}$  фотоэлектронов;  $n$  - число фоновых (обусловленных свечением ночного неба) электронов, вылетевших с фотокатода за время усреднения сигнала;  $k$  - радиотехнический порог регистрации, выраженный в числе фотоэлектронов.

Вспышка света будет зарегистрирована, если  $\nu + n \geq \bar{n} + k$ . Будем считать, что распределения величин  $\nu$  и  $n$  относительно их средних значений  $\bar{\nu}$  и  $\bar{n}$  описываются формулой Пуассона. Тогда вероятность регистрации такой вспышки одним фотоумножителем равна

$$P(\bar{n} + k, \bar{\nu}) = \sum_{j=n+k}^{\infty} \frac{(\bar{n} + \bar{\nu})^j}{j!} e^{-(\bar{n} + \bar{\nu})}, \quad (3.1)$$

а вероятность регистрации этой вспышки системой  $i$ -кратных совпадений определится выражением  $P_i = [P(\bar{n} + k, \bar{\nu})]^i$  (если считать, что плотность светового потока над всеми умножителями одинакова и сами умножители - идентичны).

Если  $N(\bar{\nu}) \Delta \bar{\nu}$  - дифференциальный спектр черенковских вспышек, то темп счета ливней системой  $i$ -кратных совпадений определяется с точностью до постоянного множителя) выражением

$$N_i(\bar{n}, k) = \sum_{\nu=1}^{\infty} N(\bar{\nu}) [P(\bar{n} + k, \bar{\nu})]^i \quad (3.2)$$

Для заданных значений  $i$  и  $k$  и вида спектра  $N(\bar{\nu}) \Delta \bar{\nu}$  формула (3.2) позволяет определить зависимость темпа счета от  $\bar{n}$ , т. е. от интенсивности свечения неба. Согласно измерениям, выполненным на этой же установке (см. § 2), спектр черенковских вспышек в интервале значений  $k < \bar{\nu} \leq 6k$  приблизительно аппроксимируется степенным законом

$$N(\bar{\nu}) \Delta \bar{\nu} \propto (\bar{\nu})^{-2.7} \Delta \bar{\nu} \quad (3.3)$$



Рабочие значения  $k$  и  $\bar{n}$  точно не известны. Известна лишь величина  $\xi = k / \sqrt{\bar{n}}$ , которая определена экспериментально по зависимости темпа счета случайных совпадений от интенсивности свечения неба  $\bar{n}$ . Для  $i = 1$ , (канал "суммы")  $\xi = 6$ ; для  $i = 4$  (канал четырехкратных совпадений)  $\xi = 2.5$ . Считая спектр (3.3) справедливым для всех значений  $\bar{v}$  ( $1 < \bar{v} < \infty$ ), мы вычислили относительное изменение темпа счета  $\alpha_i$  при прохождении ярких звезд через угол зрения телескопов, где

$$\alpha_i = [N_i(k, \bar{n} + \Delta\bar{n}) - N_i(k, \bar{n})] / [N_i(k, \bar{n})] \equiv \alpha_i(\Delta\bar{n} / \bar{n}, \xi, k) \quad (3.4)$$

При наблюдении радиоисточников Лебедь А и Кассиопея А звезда вызывала увеличение общего тока примерно на 30%, т. е.  $\Delta\bar{n} = +0.3 \bar{n}$ . Ожидаемое при этом изменение темпа счета для  $i = 1$  и  $i = 4$  приведено в первой строке табл. 2. Неопределенность указанных в табл. 2 значений  $\alpha$  обусловлена неопределенностью величины  $k$  и соответствует изменению  $k$  от 8 до 60 для  $\alpha_1$  и от 8 до 18 для  $\alpha_4$ . Во второй строке табл. 2 приведены экспериментальные значения изменения темпа счета ливней при прохождении звезды через угол зрения телескопов. При сравнении расчета с экспериментом следует иметь в виду, что вычисленные по формуле (3.4) значения  $\alpha$  могут быть несколько завышены из-за некоторых упрощений, сделанных при выполнении вычислений. Кроме того, для экспериментально найденных значений  $\alpha$  указаны статистические ошибки; реальные ошибки могут быть несколько больше.

Для исключения зависимости чувствительности аппаратуры от изменения яркости неба в ряде измерений была осуществлена автоматическая компенсация изменения светимости неба в течение сеанса. Для этого в каждом параболоиде была установлена неоновая лампочка, яркость свечения которой управлялась суммарным током фотоумножителей, так, чтобы этот ток оставался постоянным во времени (т. е. лампочки светили ярче, когда яркость неба уменьшалась и наоборот). С такой системой компенсации были вновь обследованы радиоисточники Лебедь А, Телец А и Кассиопея А. Казалось бы, что введение компенсации должно было устранить модуляцию темпа счета, обусловленную изменением светимости неба. Однако обработка этих наблюдений показала, что хотя модуляция темпа счета звездой и уменьшилась, но не исчезла полностью, что видно из нижней строки табл. 2, где приведены результаты этой обработки. Возможно, что неэффективность компенсации является кажущейся и объясняется статистическими флуктуациями. Величины  $\delta$ , полученные из сеансов с компенсацией, помечены в табл. 1 звездочкой.

Вопрос о влиянии изменения яркости неба на чувствительность аппаратуры нуждается в дальнейших уточнениях. Но, по-видимому, именно в этом механизме следует искать объяснение небольшому эффекту от радиоисточника Лебедь А. В

Т а б л и ц а 2

	$\alpha_1, \%$	$\alpha_4, \%$
Вычислено по формуле (3.4)	$+(2 \div 3)$	$-(2 \div 4)$
Найдено экспериментально	$+1.68 \pm 0.3$	$-1.26 \pm 0.26$
Найдено экспериментально по сеансам с компенсацией изменения тока от неба (1962 г.)	$+0.40 \pm 0.40$	$-0.75 \pm 0.40$

момент прохождения звезды  $\gamma$ -Лебеда темп счета по каналу четырехкратных совпадений был, вероятно, подавлен, что привело к кажущемуся увеличению темпа счета при прохождении радиоисточника Лебедь А.

Следует, однако, отметить, что такая интерпретация положительного эффекта от радиоисточника Лебедь А является, по-видимому, все же недостаточной. В то время как модуляция темпа счета звездой  $\gamma$ -Лебеда получается примерно одинаковой по материалам всех серий измерений и находится в удовлетворительном согласии с ожидаемой из формулы (3.4), общий ход функций  $N_4 = f(n)$  оказался различным для разных серий измерений. Только для измерений 1962 г. имеется согласие с зависимостью, ожидаемой из (3.4) (монотонное уменьшение темпа счета с увеличением светимости неба, см. рис. 13). По результатам 1961 г. экспериментальный ход  $N_4 = f(n)$  имеет явно выраженный максимум (материал 1960 г. из-за краткой длительности левого края гистограммы не дает возможности выявить определенную зависимость темпа счета от тока и в пределах ошибок не противоречит ни результатам 1961 г., ни результатам 1962 г.). Возможно, что это расхождение объясняется "игрой статистики". Однако это маловероятно и скорее следует предположить, что существуют другие, невыявленные пока эффекты, объясняющие это расхождение.

### Заключение

Анализ результатов обследования целого ряда дискретных радио- источников и других астрономических объектов не обнаружил среди них ни одного источника фотонов с энергией большей  $5 \cdot 10^{12}$  эВ. Верхний предел возможных потоков фотонов такой энергии для объектов Лебедь А, Телец А, Кассиопея А и Дева А составляет  $5 \cdot 10^{-11}$  см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>. Для радиоисточников Лебедь А и Телец А эта величина определяется в первую очередь эффектом влияния яркости неба на чувствительность аппаратуры, а не статистическими ошибками<sup>1</sup>.

Негативный результат попыток обнаружить фотоны высокой энергии можно было ожидать априори для всех обследованных объектов. В случае объекта Телец А (Крабовидная туманность) результат нашего эксперимента свидетельствует в пользу того, что электроны высокой энергии в этом объекте не являются продуктом ядерных взаимодействий космических лучей с веществом туманности (во всяком случае в настоящее время). Расхождение между экспериментом и оценкой Коккони составляет, по крайней мере, 1000 раз. Хотя оценка проведена для энергии, в 5 раз меньшей, чем эффективный порог нашей установки, разница в порогах вряд ли может объяснить расхождение. Наблюдаемый спектр электронов от Крабовидной туманности настолько жесткий, что при увеличении энергии в 5 раз следовало бы ожидать не уменьшения, а, наоборот, увеличения эффекта. Совокупность данных о Крабовидной туманности заставляет предполагать, что в этом объекте осуществляется ускорительный процесс, по крайней мере настолько же эффективный для электронов, как и для протонов. Нельзя исключить возможности, что этот механизм преимущественно ускоряет электроны.

Поскольку в случае Крабовидной туманности гипотеза вторичного происхождения электронов неверна, то возникает вопрос, насколько обоснована эта гипотеза в случае других радиоастрономических объектов? Нельзя исключить, следовательно, возможность, что оболочки сверхновых не являются таким мощным источником космических лучей, как предполагается сейчас, и решение проблемы происхождения космических лучей надо искать либо в объектах другой природы, либо связывать с более ранней стадией развития нашей Галактики.

Изложенная экспериментальная работа была выполнена на территории Крымской радиоастрономической станции ФИАН, руководству которой мы благодарны за гостеприимство и помощь в работе.

<sup>1</sup> Из других возможных источников фотонов высокой энергии большой интерес в настоящее время вызывает центр нашей Галактики (объект Стрелец А). Однако из-за крайне неблагоприятных условий наблюдения невозможно на широте 45° С обследовать этот объект с хорошей статистической точностью. Основными трудностями здесь являются очень низкое положение этого объекта над горизонтом (в кульминации высота этого объекта над горизонтом всего 16°), существенное поглощение света в атмосфере и значительная нестабильность состояния атмосферы. Эти факторы сильно повышают энергетический порог регистрации ливней и делают его не очень определенным. Темп счета ливней при наблюдении этого объекта составлял 0.5 в минуту. Энергетический порог специально не определялся. Оценки показывают, что величина пороговой энергии составляет  $E_{пор} > 2 \cdot 10^{14}$  эВ, а эффективная площадь  $S_{эф} > 10^9$  см<sup>2</sup>. Результаты наблюдений (см. табл. 1) позволяют, по-видимому, лишь заключить, что от объекта Стрелец А нет эффекта, превышающего фон от протонов на 50%. В качестве верхнего предела для потока фотонов с  $E > 2 \cdot 10^{14}$  эВ можно принять величину  $4 \cdot 10^{-12}$  фотон · см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>.

Мы благодарим также сотрудников лаборатории космических лучей Ю. Н. Коновалова и В. Я. Маркова за участие в разработке аппаратуры, В. И. Яковлева, Б. В. Субботина, Е. И. Тукиша, П. В. Вакулова, Г. В. Попову, В. И. Соколовского, Е. В. Денисова и сотрудников Долгопрудненской научной станции ФИАН П. И. Агешина, А. Ф. Красоткина, В. И. Макунина, Г. Д. Гурову и В. И. Обрывалову, в разное время принимавших участие в проведении измерений и обработке полученных данных.

### Литература

1. A. E. Chudakov , V. I. Zatsepin, N. M. Nesterova, V. L. Dadykin, J. Phys. Soc. Japan, **17**, Suppl. A3, 106 (1962).
2. A. E. Chudakov , V. I. Zatsepin, N. M. Nesterova, V. L. Dadykin, Proc. of the Fifth Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz (Bolivia), vol. II (1962).
3. Г. Т. Зацепин, А. Е. Чудаков, ЖЭТФ, **41**, 655 (1961).
4. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, J. Phys. Soc. Japan, **17**, Suppl. A3, 1 (1962); Proc. of the Fifth Interamerican Seminar on Cosmic Rays, La Paz (Bolivia), vol. II (1962).
5. R. Firkowski, J. Gawin, A. Zawadzki, R. Maze, J. Phys. Soc. Japan, **17**, Suppl. A3, 106 (1962); Polish Acad. Sci., Inst. of Nuclear Research, Report N 382/VI, Warsaw, (1962).
6. K. Suga, I. Escobar, G. Clark, W. Hazen, A. Hendel, K. Murakami, J. Phys. Soc. Japan, **17**, Suppl. A3, 128 (1962).
7. Y. Sekido, I. Kondo, T. Murayama, S. Mori , H. Okuda, S. Sakakibara, T. Makino, T. Honzawa. J. Phys. Soc. Japan, **17**, Suppl. A3, 139 (1962).
8. Дж. Коккони. Труды Международной конференции по космическим лучам, Москва, 1959, т. **2**, стр. 327, Изд-во АН СССР (1960).
9. В. И. Зацепин, А. Е. Чудаков, ЖЭТФ, **42**, 1622 (1962).
10. В. И. Зацепин, ЖЭТФ (в печати) (1964).
11. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ (1960).