1971 г. Октябрь *Том 105, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.164

ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКОГО γ-ИЗЛУЧЕНИЯ

А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков, О. Ф. Прилуцкий

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 209
2. Основные процессы генерации КГИ. Взаимодействие КГИ с межзвездной и межгалактической средой 211
3. Методы исследования КГИ 213
4. Сопоставимость результатов измерений. Калибровка γ-детекторов 218
5. Условия исследования КГИ. Атмосферный и локальный фоны 219
6. Результаты измерения диффузного КГИ на баллонах. Экстраполированный на границу атмосферы поток γ-квантов 223
7. Результаты измерений на спутниках. Изотропная компонента диффузного КГИ 224
8. Галактический анизотропный поток диффузного КГИ 226
9. Поиск дискретных источников КГИ 228
10. γ-излучение Крабовидной туманности (КТ) 233
11. γ-излучение внегалактических источников Лебедь А (ЛА) и Дева А (ДА) 235
12. γ-излучение Солнца 235
13. Интерпретация результатов исследования КГИ 237
14. Перспективы дальнейших исследований КГИ 243
Цитированная литература 245

1. ВВЕДЕНИЕ

Стремительное развитие космической техники и методики регистрации электромагнитного космического излучения привело к рождению новых разделов астрономии (инфракрасной, рентгеновской и γ-астрономии). В настоящее время Вселенная исследуется в обширном диапазоне частот, от частоты 10^6 *гц*, соответствующей радиоизлучению с длиной волны в несколько сот метров, до 10^{28} *гц*, соответствующей γ-излучению сверхвысоких энергий (порядка 10^{14} *эв*). Расширение диапазона наблюдений, как правило, сопровождается открытием качественно новых явлений природы и нередко приводит к существенному изменению представлений о строении галактических и внегалактических космических объектов.

В этом отношении изучение космического γ-излучения (КГИ) представляет значительный интерес. γ-излучение сопровождает процессы взаимодействия энергичных частиц с веществом и излучением, аннигиляцию вещества и антивещества, и интенсивность γ-излучения сравнительно просто связана с такими величинами, как плотность вещества, излучения и космических лучей в источниках или плотность антивещества в межгалактическом пространстве. Изучение КГИ в принципе позволяет провести оценки подобных величин, и в ряде случаев (например, при оценке плот-

ности межгалактических космических лучей) данный подход оказывается единственно возможным. Наблюдение γ-излучения от различных объектов, как галактических (остатки сверхновых звезд, пульсары, рентгеновские источники), так и внегалактических (квазары, радиогалактики, галактики с повышенной активностью в ядрах), в совокупности с наблюдениями в других диапазонах приведет нас к более глубокому пониманию их структуры. Результаты γ-астрономии должны помочь в решении вопроса об источниках космических лучей, о механизме их генерации и распространения в межзвездном и межгалактическом пространстве.

Направления исследований в γ-астрономии довольно разнообразны. Среди них следует отметить измерения интенсивности диффузного КГИ (изотропной метагалактической и анизотропной галактической компонент), поиск дискретных источников, исследования вторичного γ-излучения в верхних слоях атмосферы. Довольно интересен раздел γ-астрономии, связанный с определением состава небесных тел (Луны и т. п.) по характерному γ-излучению [1]. Эта тема лежит вне рамок нашего обзора. Она подробно рассматривается в работе Горенстейна и Гурски [2].

К γ-излучению относят фотоны с энергией более 0,1 *Мэв*. Интервал энергий, занимаемый γ-излучением, настолько обширен, что природа возникновения и методы регистрации γ-квантов различных энергий сильно отличаются. Поэтому целесообразно разбить интервал γ-излучения на ряд диапазонов:

1. Мягкое γ-излучение (энергия фотонов 0,1—10 *Мэв*), вплотную примыкающее к жесткому рентгеновскому излучению.

2. Энергичное γ-излучение (энергия фотонов 10—1000 *Мэв*). Большинство работ по γ-астрономии проведено в диапазонах мягких и энергичных фотонов. Это связано с тем обстоятельством, что ожидаемые потоки КГИ быстро падают с увеличением энергии γ-квантов.

3. Жесткое γ-излучение (энергия фотонов 1—100 *Гэв*).

4. γ-излучение сверхвысоких энергий ($E_\gamma > 100$ *Гэв*). Несмотря на чрезвычайно малые ожидаемые потоки в этом диапазоне, диапазон 10^2—10^4 *Гэв* исследован намного лучше, чем предшествующий диапазон жесткого γ-излучения. Такое положение возникло в результате использования оригинального метода регистрации внеземных γ-квантов сверхвысоких энергий по черенковскому свечению ливней, генерированных фотонами в атмосфере, предложенного Чудаковым и др. [3, 4]. Методика регистрации черенковского излучения от атмосферных ливней подробно рассматривается в обзоре Джелли [5].

Общее число работ, связанных с γ-астрономией, достигает нескольких сотен. Обзоры ранних исследований КГИ приведены в работах Гинзбурга и Сыроватского [6], Краушаара и Кларка [7], Хаякавы [8], Оды [9], Гармайра и Краушаара [10], Росси [11], Фацио [12], Гальпера и Лучкова [13]. Исследования, выполненные в последние годы, суммированы в обзорах Дьюти [14], Чуйкина [15], Сыроватского [16], Пала [17], Фацио [18] и Силка [19]. Исследованиям мягкого γ-излучения посвящены специальные обзоры Питерсона и др. [20] и Романова [21]. Работы по исследованию рентгеновского и γ-излучения Солнца обобщены в обзоре Долана и Фацио [22], а работы по исследованию γ-излучения в атмосфере — в обзорах Чуйкина [15] и Романова [21]. Обзор экспериментальных методов исследования КГИ выполнен Краушааром [23]. Для полноты отметим, что результаты исследования космического рентгеновского излучения можно найти, например, в обзорах Сыроватского [16], Силка [19], Фридмана [24, 25] и Гинзбурга [27].

Методика регистрации рентгеновского излучения подробно рассматривается в обзоре Джаккони и др. [26].

Целью настоящего обзора является систематизация методов, экспериментальных данных и теоретических работ по КГИ, необходимость которой вызывается большим, лавинно возрастающим числом исследований в этой области, выполненных в последние годы, а также отсутствием в отечественной литературе достаточно полного обзора по этой важной области исследований.

2. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ГЕНЕРАЦИИ КГИ. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КГИ С МЕЖЗВЕЗДНОЙ И МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДОЙ

Космическим γ-излучением стали интересоваться еще в начале 50-х годов. К этому времени были получены предварительные данные о составе и спектре космических лучей, на ускорителях релятивистских протонов были измерены сечения ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Стало ясно, что излучение КГИ может принести ценную информацию о взаимодействии космических лучей с веществом и излучением в галактических и внегалактических источниках.

В работах ряда авторов (Хаякавы и др. [28–29], Бербиджа и Хойла [30], Моррисона [31], Гинзбурга и Сыроватского [6] и др. [32–39]) были сделаны предварительные оценки интенсивности γ-излучения от Метагалактики, Галактики, от галактических и внегалактических радиоисточников. Более подробно с результатами этих работ можно познакомиться в обзорах [6, 10, 12]. В этих работах, выполненных на раннем этапе развития γ-астрономии, были предложены основные процессы генерации космического γ-излучения.

Космическое γ-излучение образуется при взаимодействии энергичных электронов, протонов и ядер с веществом и излучением, при аннигиляции вещества и антивещества, при радиоактивном распаде. В табл. I перечислены основные процессы генерации КГИ, приведены их спектральные и поляризационные характеристики, необходимые при анализе спектров различных источников, и указаны ссылки на работы, в которых подробно рассматриваются эти процессы.

Одной из привлекательных особенностей КГИ является высокая проникающая способность. Наша Галактика практически прозрачна для γ-излучения в широком диапазоне энергий. Тем не менее в ряде случаев необходимо учитывать взаимодействие КГИ с окружающей средой. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Взаимодействие γ-излучения с межзвездной и межгалактической средой сводится к двум процессам: комптоновскому рассеянию на электронах и рождению пар на электронах, протонах (ядрах) и фотонах, заполняющих галактическое и межгалактическое пространство.

Плотность газа в Галактике и Метагалактике довольно мала. Комптоновское рассеяние и рождение пар на заряженных частицах не оказывают существенного влияния на распространение γ-излучения от галактических источников и внегалактических объектов с небольшими красными смещениями. Взаимодействие γ-квантов с межгалактическим газом, однако, играло важную роль на ранних стадиях расширения Вселенной, когда плотность межгалактического газа на несколько порядков превышала современную. Этот вопрос подробно рассматривается в работах Риса [63], Аронса и Мак-Крея [64] и Сюняева [65]. Аронс и Мак-Крей отметили, что в диапазоне мягких γ-лучей можно наблюдать наиболее удаленные дискретные источники (в этой области коэффициент поглощения электромагнитного излучения, обусловленного комптоновским рассеянием и рождением пар, минимален). Для справок отметим, что вопросы о связи красного смещения, расстояния, плотности межгалактического газа и

расширения Вселенной подробно рассматриваются в монографиях Мак-Витти [66] и Зельдовича и Новикова [67].

Плотность электромагнитного излучения в Метагалактике значительно выше плотности газа. Например, плотность так называемого реликтового излучения равна 400 $см^{-3}$, в то время как плотность межгалактического газа не превышает по порядку величины 10^{-5} $см^{-3}$. Следовательно, при

Таблица I

Основные процессы генерации

Процесс	Характеристика процесса	Литература
Распад нейтральных пионов, образующихся в ядерных столкновениях	Спектр при больших энергиях γ-квантов степенной, с показателем, близким к показателю спектра космических лучей, при энергии около 70 *Мэв* имеет максимум. Поляризация отсутствует	6, 40–42
Тормозное излучение релятивистских электронов	Спектр по форме близок к спектру излучающих электронов. При анизотропном угловом распределении электронов может наблюдаться линейная поляризация	6,43 Поляризация— 44, 45
Обратный комптон-эффект	Спектр степенной, показатели спектра электронов и фотонов связаны соотношением $\alpha_\gamma = \frac{\alpha_e+1}{2}$. При рассеянии поляризованного излуче ния на релятивистских электронах рассеянное излучение может быть поляризовано	6, 43, 46–49 Поляризация— 50, 51
Синхротронное излучение	Спектр такой же, как у обратного комптон-эффекта. Возможна линейная поляризация	6, 43, 52
Излучение возбужденных ядер	Непрерывный спектр с большим числом линий. Поляризации нет	6, 53
Аннигиляция вещества и антивещества	Линия 0,511 *Мэв*. При аннигиляции протона и антипротона возникает непрерывный спектр с широким максимумом в области 100 *Мэв*. Поляризации нет	6, 54
γ-излучение при радиоактивном распаде	Линейчатый спектр. Поляризации нет	55–57
Обратное тормозное излучение	Возникает при столкновении быстрых протонов с покоящимися электронами. Свойства аналогичны обычному тормозному излучению	58–61

достаточно высоких энергиях γ-квантов $\left(E_\gamma > \frac{(mc^2)^2}{\varepsilon}\right.$, где mc^2 — энергия покоя электрона и ε — средняя энергия электромагнитного излучения$\left.\right)$ основным процессом взаимодействия γ-квантов с межгалактической средой становится рождение пар при столкновениях с фотонами малых энергий. Более подробно этот процесс рассматривался в работах [46, 68–73]. Инте-

ресно отметить, что при энергиях γ-квантов, бо́льших 10^{14} *эв*, длина свободного пробега фотонов значительно меньше размеров Галактики. В этой области энергий возможно развитие своеобразных каскадных процессов взаимодействия γ-лучей с излучением (подробнее см. [72, 73]).

3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КГИ

γ-кванты регистрируются по вторичным электронам, которые они создают при взаимодействии с веществом: фотоэлектронам, комптоновским электронам и электронно-позитронным парам. γ-излучение почти всех энергий можно регистрировать с помощью приборов, известных под названием γ-телескопов, которые состоят из запрещающего (антисовпадательного) счетчика, блока вещества — преобразователя (конвертора в случае γ-квантов высокой энергии) и одного или нескольких счетчиков, регистрирующих вторичные электроны и по ним определяющих энергию и направление прихода γ-кванта. Этот счетчик (или группа счетчиков) задает энергетическое разрешение прибора и его геометрический фактор. В качестве счетчиков используются гейгеровские, сцинтилляционные, черенковские и полупроводниковые детекторы. Черенковские счетчики, несмотря на меньшую амплитуду сигнала, используются во многих γ-телескопах из-за нечувствительности к низкоэнергетичным фоновым частицам и возможности регистрации направленных потоков.

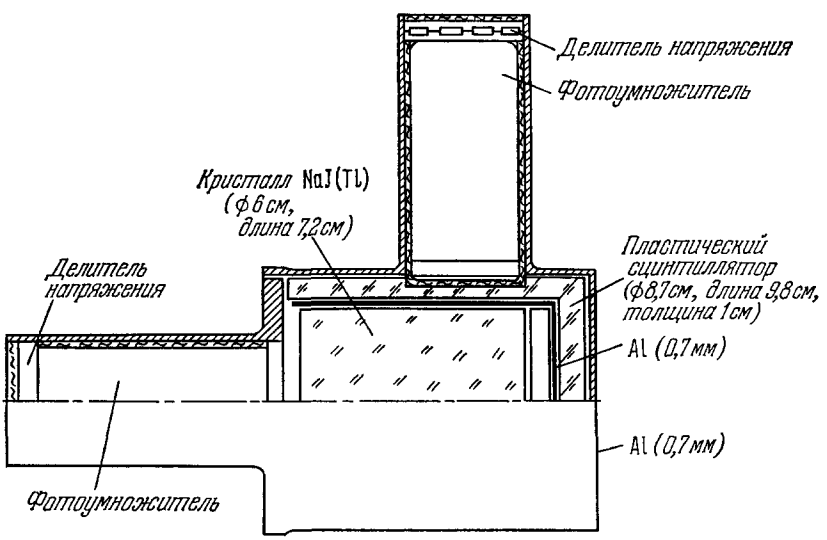

Рис. 1. Схема всенаправленного детектора для регистрации γ-квантов в интервале энергий 0,25—6 *Мэв* [74].

Для регистрации мягких γ-квантов применяются сцинтилляционные детекторы с кристаллами NaJ(Tl), CsJ(Tl) или полупроводниковые германий-литиевые детекторы с активными (сцинтилляционными) или пассивными (свинцовыми) коллиматорами. Преобразователем является сам кристалл. При энергии γ-квантов 0,1—1 *Мэв* энергетическое разрешение детекторов с неорганическими кристаллами составляет 10—20%, детекторов с полупроводниковыми кристаллами — на порядок лучше. Часто используются всенаправленные детекторы, регистрирующие излучение в телесном угле 4π. В качестве примера всенаправленного детектора на рис. 1 приведена схема прибора для исследования γ-излучения в интер-

вале 0,25—6 *Мэв* на ИСЗ ERS-18 (спутник околоземной обстановки) [74]. Кристалл йодистого натрия, регистрирующий γ-кванты, защищен от заряженных частиц «антисовпадательным» сцинтилляционным счетчиком со всех сторон, за исключением торца, через который он просматривается фотоумножителем. Сигналы с кристалла и пластического сцинтиллятора включаются на антисовпадения. Часто между кристаллом и просматривающим его ФЭУ помещают слой пластического сцинтиллятора, кристалл оказывается полностью закрыт антисовпадательным счетчиком. Разделение сигналов от кристалла и пластического сцинтиллятора производится по различию времен высвечивания.

Детектор такого типа, снабженный коллиматором, будет регистрировать излучение только в определенном телесном угле. Апертура детектора, характеризующая его угловое разрешение, обычно составляет $\sim 30°$. В случае применения специальных активных сотовых коллиматоров удалось улучшить угловое разрешение и довести его до $\sim 10°$ [21]. Геометрический фактор направленного детектора обычно не превышает 10 *см*^{2} *стер*. Уменьшая площадь детектора и входное окно коллиматора, можно получить лучшее угловое разрешение, но при этом неизбежно уменьшается и геометрический фактор прибора, а значит, и число сосчитанных γ-квантов.

Это противоречие между улучшением углового разрешения и увеличением светосилы прибора является принципиальным для γ-телескопов, состоящих только из счетчиков («слепые» γ-телескопы). Однако телескопы для регистрации энергичных γ-квантов могут быть сделаны «зрячими» путем введения в телескоп управляемого трекового детектора, регистрирующего путь каждой электронно-позитронной пары, по которой можно воссоздать направление прилета γ-кванта. Наиболее удобным для целей γ-астрономии трековым детектором является искровая камера, так как она проста, дешева, может быть сделана легкой и компактной и требует для работы малого (<1 *вт*) расхода электроэнергии. Угловое разрешение искровых γ-телескопов не влияет на геометрический фактор и определяется точностью воспроизведения направления γ-кванта по трекам пары. Угловая точность измерения следа заряженной частицы в многопластинчатых искровых камерах составляет $\sim 1°$, а в широкозазорной искровой камере даже $0{,}1°$ [75]. Не эта точность, однако, определяет в настоящее время угловое разрешение искровых γ-телескопов, а многократное рассеяние в конверторе. Действительно, используемые сейчас конверторы толщиной в 0,2—1 радиационную длину обеспечивают сравнительно высокую эффективность регистрации γ-квантов (15—50%), но ухудшают угловое разрешение до 3—5° при энергии γ-квантов $E_\gamma \approx 50$ *Мэв*.

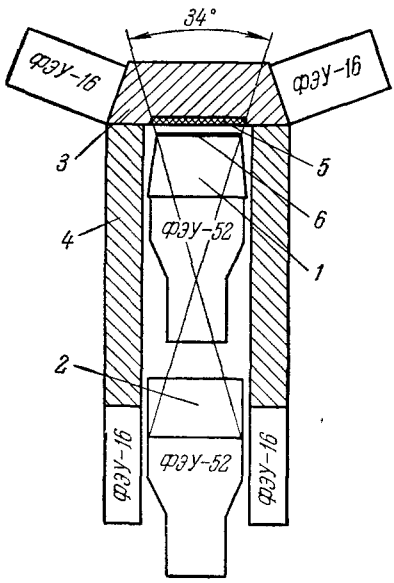

Рис. 2. Схема «слепого» γ-телескопа для регистрации γ-квантов с энергиями $E_\gamma \geqslant 30$ *Мэв* [88].

На рис. 2 приведен пример «слепого» телескопа. Прибор использовался в работе Анисимова, Братолюбовой-Цулукидзе, Григорова и др. для регистрации γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 30$ *Мэв* на борту ИСЗ «Космос-208» [76]. Два черенковских счетчика с радиатором из плексигласа *1*

и свинцового стекла ТФ-5 *2* образуют направленный телескоп, «обратный» счет которого, проверенный на космических мюонах на уровне моря, составляет 0,5% счета в «прямом» направлении. Телескоп помещен внутрь защитного (антисовпадательного) «колпака» из пластического сцинтиллятора *3*, *4*, предохраняющего от заряженных частиц, прошедших не только в угле телескопа, но и попавших в него сбоку. Конвертором служат пластины *5* из CsJ(Tl) толщиной 4 *мм* и свинца *6* толщиной 2 *мм*. В нижнем черенковском счетчике, радиатор которого содержит 2,6 радиационной длины, измеряется энергия γ-кванта. Эффективность антисовпадательного «колпака» при проверке на мюонах составляла $\eta \geqslant 0{,}9998 \pm 0{,}0002$. Последняя величина является важной характеристикой «слепых» γ-телескопов, так как определяет регистрируемый прибором фон, возникающий из-за просчета антисовпадательным счетчиком заряженных частиц. Так как доля искомого потока среди заряженных частиц космических лучей составляет $\sim 10^{-4}$, для равного счета эффекта и фона необходимо иметь $\eta \geqslant 0{,}9999$.

«Слепые» γ-телескопы, в основных чертах схожие с описанным, использовались Даниельсоном [77], Кляйном [78], Дьюти и др. [79], Чуйкиным и др. [80], Судом [81] в экспериментах на высотных баллонах, и Краушааром и Кларком [82, 83], Фацио и Хафнером [84], Григоровым и др. [85, 86], Братолюбовой-Цулукидзе, Григоровым и др. [87, 88], Кларком, Гармайром и Краушааром [89–91] и Каплоном и Валентином [92, 93] в экспериментах на ИСЗ.

Таких жестких требований к антисовпадательному счетчику не предъявляется в случае искровых γ-телескопов. Так как окончательный отбор осуществляется по событиям в искровой камере, они могут работать в условиях фона, на 1—2 порядка превышающего счет γ-квантов [94]. Применение искровой камеры повышает надежность работы телескопа, достоверность его результатов, особенно в тех случаях, когда в камере отбираются «вилки», образованные электронно-позитронными парами, вероятность имитации которых весьма мала, или когда регистрируется электронный ливень, который можно отличить от событий, создаваемых фоновыми ядерно-активными частицами. Часто многопластинчатая искровая камера используется также в качестве конвертора. При этом верхние промежутки камеры, через которые пролетают γ-кванты до их конверсии в электродах, дополняют и проверяют антисовпадательный счетчик.

В γ-телескопах используются различные модификации искровых камер: обычная многослойная камера [94–105], широкозазорная искровая камера [102–105], искровая камера с фотоэмульсией [106–108], а также разные типы искровых камер с автоматическим съемом информации: акустическая камера [109–111], нитяная камера [112–114] и видиконная камера [115–117]. Применение того или иного типа искровой камеры, наряду с личными вкусами экспериментатора, связано с энергетическим интервалом исследуемых γ-квантов и условиями эксперимента. Камеры с автоматическим съемом информации позволяют установить γ-телескопы на невозвращаемые объекты. В этом случае вся информация с прибора, включая число искр в зазорах, их координаты и т. д., кодируется и передается на Землю по телеметрии.

На рис. 3 показан искровой γ-телескоп Фрая и др. [98, 99], применявшийся во многих работах на баллонах. Телескоп счетчиков, состоящий из двух сцинтилляционных и одного направленного черенковского счетчика, при отсутствии сигнала от антисовпадательных счетчиков запускает искровую камеру, в одной из пластин которой происходит конверсия γ-кванта. Камера состоит из 30 зазоров по 4,8 *мм* и 31 пластины из нержавеющей стали толщиной 0,5 *мм* каждая. Эффективность регистрации

100 *Мэв* γ-кванта составляет 32%, точность измерения угла прилета $\sim 3°$. Прибор представляет собой γ-телескоп с большой апертурой (геометрический фактор 175 *см²стер*), предназначенный для обследования обширных участков неба в поисках γ-излучения с энергией $E_\gamma \geqslant 50$ *Мэв*.

Применение искровой камеры позволило значительно увеличить геометрический фактор γ-телескопа. Были созданы и опробованы в работе

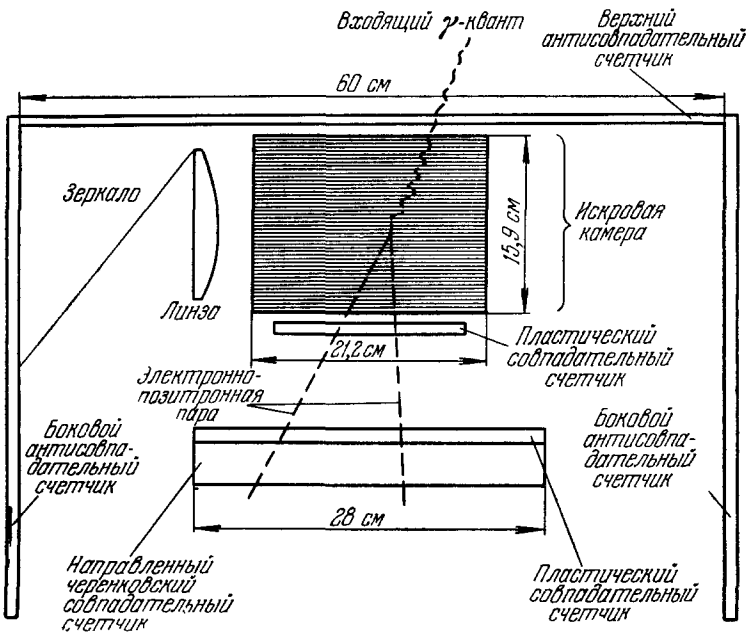

Рис. 3. Схема искрового γ-телескопа для регистрации γ-квантов с энергиями $E_\gamma \geqslant 50$ *Мэв* [99].

на высотных баллонах γ-телескопы с геометрическим фактором Г, равным 126 [115–117], 175 [96–98] и даже 1360 *см²стер* [101] при угловом разрешении $\Delta\theta = 1-5°$. «Слепые» γ-телескопы имеют, как правило, Г ≈ 10 *см²стер* при $\Delta\theta \approx 15°$, т. е. уступают искровым телескопам на два порядка в светосиле и на один порядок в угловом разрешении. Казалось бы, такие крупные недостатки должны были привести к быстрому банкротству «слепых» γ-детекторов. Однако простота, небольшие размеры и вес позволили им успешно конкурировать с более совершенными детекторами. Именно с помощью этих приборов в последнее время были сделаны важные открытия в КГИ. Краушааром, Гармайром и Кларком на ИСЗ OSO-3 (орбитальная солнечная обсерватория) [89–91] прибором, для которого произведение геометрического фактора на эффективность регистрации γ-квантов составляла $\Gamma\bar{\eta} = 0{,}5$ *см²стер*, а половинный угол зрения равнялся $\sim 15°$, было открыто галактическое γ-излучение с $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв*. Большой статистический материал был получен в результате длительной, в в течение года, работы прибора.

Наблюдалось своеобразное разделение «сфер влияния»: «слепые» γ-телескопы применялись, как правило, на ИСЗ, где длительность экспозиции компенсирует малый геометрический фактор, а искровые γ-телескопы — на высотных баллонах. Объясняется это тем, что первые качественные исследования КГИ не требовали высокого разрешения телескопов

(сами спутники обладали еще недостаточно хорошей ориентацией и стабилизацией), а также тем, что техника искровых камер применительно к условиям космического полета являлась довольно сложной и не была еще полностью освоена. Однако первые шаги в использовании искровых камер на спутниках уже сделаны. На «Космосе-264» работал γ-телескоп с многослойной ливневой и широкозазорной искровыми камерами, геометрический фактор и угловое разрешение которого были соответственно $\Gamma \approx 22$ *см²стер* и $\Delta\theta \approx 4°$ [104, 105]. Телескоп с акустической искровой камерой работал также на ИСЗ OGO-5 (орбитальная геофизическая обсерватория) [110, 111].

Другим методом исследования КГИ является метод ядерной фотоэмульсии. Являясь истинно трековым детектором, фотоэмульсия обладает большой достоверностью и наглядностью регистрируемых событий, высоким пространственным и энергетическим разрешением. Однако отсутствие временнóй отметки, неуправляемость фотоэмульсии, а также сложность обработки существенным образом ограничивают применение фотоэмульсионного метода в исследованиях КГИ. Не выдерживая конкуренции со стороны γ-телескопов, ядерные фотоэмульсии применяются лишь там, где использование последних не является достаточно эффективным. Такое положение существовало, во-первых, в интервале энергий 10—100 *Мэв*, где фотоэмульсии применялись из-за более высокой эффективности регистрации γ-квантов [118–120], и в интервале жесткого γ-излучения (1—100 *Гэв*), малость потока которого затрудняла использование искровых γ-телескопов. Для исследования жесткого КГИ применялись фотоэмульсионные камеры на баллонных высотах [121–124]. Следует отметить, что исследования КГИ фотоэмульсионным методом привели к менее определенным результатам, чем исследования с γ-телескопами.

В области γ-квантов сверхвысоких энергий исследования ведутся на Земле с помощью оптических зеркал большой площади (несколько квадратных метров), собирающих и фокусирующих на ФЭУ черенковское излучение, создаваемое электронно-фотонным ливнем в верхних слоях атмосферы.

Кроме космических γ-квантов высокой энергии, подобные ливни порождаются вторичными γ-квантами и заряженными частицами, что создает фоновое черенковское излучение. Все же, благодаря хорошей направленности телескопа (угловое разрешение ~1—2°), большой площади и возможности многократных повторных измерений, можно надеяться на выделение избыточного потока от определенных небесных объектов при их попадании в угол зрения прибора. Недостатками метода является то, что наблюдения можно проводить только в безлунные и безоблачные ночи.

Метод черенковского γ-телескопа позволяет регистрировать КГИ от дискретных источников в интервале энергий $E_\gamma = 10^2 - 2\cdot10^4$ *Гэв*. Подобные исследования проводились Чудаковым и др. [3, 4], Лонгом и др. [125], Феганом и др. [126], Торнабене и др. [127], Фацио и др. [128–132], Чарменом и др. [133–136], Чаттерджи и др. [137] и О'Монгейн и др. [138].

При еще больших энергиях сведения о космических γ-квантах пытаются получить из данных о широких атмосферных ливнях (ШАЛ) с малым числом мюонов. Установки для регистрации ШАЛ расположены на уровне моря, занимают площадь в несколько квадратных километров и содержат большое число счетчиков, ионизационных камер и других детекторов. Этот метод позволяет в принципе исследовать γ-кванты в диапазоне энергий 10^5—10^7 *Гэв*, но пока не привел к сколько-нибудь определенным результатам [139–141].

4. СОПОСТАВИМОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ. КАЛИБРОВКА γ-ДЕТЕКТОРОВ

Как в любой новой отрасли исследования, разброс отдельных экспериментальных результатов измерения КГИ пока еще очень велик. Соответствующие величины потоков γ-квантов в атмосфере Земли и от определенных участков неба, измеренные разными приборами, отличаются в несколько раз. Диапазон энергий, определяемый в основном пороговой энергией детектора E_γ, устанавливается иногда весьма условно. Причиной большого разброса экспериментальных значений часто является малый статистический материал наблюдений. Однако бывают случаи, когда главная причина кроется не в статистических флуктуациях, а в недостаточно корректном учете характеристик прибора: геометрического фактора, эффективности регистрации γ-квантов и др. Неопределенность усугубляется еще тем, что все эти характеристики не являются строго постоянными величинами, а зависят от энергетического спектра и углового распределения регистрируемого потока.

Завышенные значения потоков γ-квантов в результате неправильного учета характеристик приборов приводились в работах [79, 82, 90, 91]. Особенно разительным примером служат результаты Кларка, Гармайра и Краушаара, полученные на спутнике OSO-3 [90, 91]. Большие значения диффузного изотропного и галактического потоков γ-квантов, измеренных в этой работе, противоречили теоретическим оценкам [6, 12] и данным других экспериментальных групп [88, 100, 114, 142]. Одновременная перекалибровка на ускорителе прототипа γ-телескопа, использовавшегося на OSO-3, с прибором Фичтела и др. [114] показала, что принимаемая ранее эффективность γ-телескопа была существенно (приблизительно в 3 раза!) занижена [143]. Пересмотренные результаты Кларка и др. [144–146] гораздо лучше соответствуют теоретическим расчетам и находятся в удовлетворительном согласии с данными других экспериментов.

Для сравнения результатов разных групп и получения объективных данных об абсолютных потоках КГИ необходимо проводить калибровку телескопов на ускорителях, что в настоящее время возможно вплоть до энергии в десятки *Гэв*. Калибровка поможет не только определить эффективность регистрации прибором γ-квантов разных энергий, вычислить его геометрический фактор и «угол зрения», но и выявить различные случаи имитации γ-событий ядерно-активными частицами.

Калибровка телескопов на γ-квантах с энергией $E_\gamma > 100$ *Мэв* часто затрудняется отсутствием интенсивных пучков монохроматических γ-квантов. Выходом из положения может служить калибровка в пучках монохроматических электронов с последующим расчетом эффективности регистрации прибором γ-квантов. Этот расчет, как сделано в работах Волобуева, Гальпера и др. [104], включает для компонент конверсионной пары экспериментально измеренные вероятности регистрации электронов.

Очень важна калибровка детектора энергии γ-телескопа. В качестве детекторов энергии часто используются счетчики или искровые камеры, содержащие всего лишь 3—4 радиационных длины, так как использование во внеатмосферных исследованиях детекторов полного поглощения (10—15 радиационных длин) затруднено ввиду их больших весов и размеров. Из-за флуктуаций в начальном развитии ливня энергетическое разрешение таких спектрометров довольно плохое и составляет для одиночного события $\sim$50—70%. Тем не менее спектрометры с плохим разрешением могут успешно применяться для исследования энергетических спектров КГИ. Измеряемые спектры являются довольно плавными, близкими к степенной зависимости

$$N(E) = AE^{-\alpha}, \qquad (1)$$

и экспериментальная задача часто состоит в определении показателя α или отклонения от степенного закона (1). Калибровка детектора энергии позволяет определить приборную функцию $f(x, E)$, где x — измеряемая детектором величина (амплитуда импульса, число частиц в ливне, угол рассеяния и т. д.), зависящая от E. Регистрируемый прибором спектр $R(x)$, приборная функция и измеряемый энергетический спектр связаны соотношением

$$R(x) = \int_{E_1}^{E_2} N(E) f(x, E)\, dE, \tag{2}$$

где E_1, E_2 определяют энергетический интервал γ-квантов, регистрируемых детектором. Задача нахождения спектра $N(E)$ по известной функции $f(x, E)$ и измеренному распределению $R(x)$ решена в работе Безуса и др. [147] для случая степенного спектра и в работе Гальпера и др. [148] для любого гладкого спектра.

Метод измерения энергии по многократному рассеянию в искровой камере использован в работе Фичтела и др. [149]. Точность измерений энергии составляет 30% при $E_\gamma = 30$ *Мэв* и 200% при $E_\gamma = 150$ *Мэв*.

В работах с использованием фотоэмульсий [106, 107, 118–124] энергия γ-кванта в интервале 10—1000 *Мэв* измерялась по углу разлета компонент пары. Средний угол раствора пары составляет

$$\bar{\vartheta} \approx \frac{m}{E_\gamma} \ln \frac{E_\gamma}{m}, \tag{3}$$

где m — масса электрона. При $E_\gamma \geqslant 1$ *Гэв* энергия определялась по многократному рассеянию электронов и по развитию электронного ливня [124].

5. УСЛОВИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КГИ. АТМОСФЕРНЫЙ И ЛОКАЛЬНЫЙ ФОНЫ

Жесткое электромагнитное излучение с энергией выше 1 *кэв* является проникающим излучением, слабо поглощаемым в веществе. По этой причине, а также потому, что на своем пути γ-кванты встречают мало вещества, они проходят межзвездные и межгалактические расстояния, практически не поглощаясь.

В атмосфере Земли γ-кванты поглощаются с длиной поглощения, равной приблизительно радиационной длине в воздухе (37 *г/см*²), порождая вторичные электронно-фотонные ливни. Это приводит к тому, что уже в верхних слоях атмосферы поток КГИ сильно ослабляется, а на высоте гор он практически отсутствует. В то же время в верхней атмосфере заряженной компонентой первичного космического излучения создается вторичный «атмосферный» γ-поток, являющийся фоном при измерении КГИ. Градиент вторичного потока энергичных γ-квантов составляет $\sim 0{,}6 \cdot 10^{-3}$ (*см*² *сек·стер·г/см*²)$^{-1}$ [95, 116]. Нетрудно подсчитать, что при ожидаемой интенсивности КГИ, равной $\sim 10^{-4}$ от интенсивности первичных космических лучей, поток КГИ сравняется с атмосферным фоном уже на глубине 0,15 *г/см*² остаточной атмосферы (~70 *км*). Большой фон «атмосферных» γ-квантов привел к тому, что исследование КГИ могло быть начато только в последнем десятилетии в связи с прогрессом техники высотных полетов на баллонах и ИСЗ, позволивших поднять γ-телескопы к границе атмосферы и за ее пределы.

Исследования на баллонах проводятся на высотах 30—40 *км*, соответствующих 10—3 *г/см*² остаточной атмосферы. Длительность полета составляет обычно несколько часов, при этом 2—3 часа уходят на подъем,

а остальное время баллон дрейфует на приблизительно постоянной глубине.

В последние годы освоены более длительные полеты, продолжительностью несколько суток. Так как величина «атмосферного» фона зависит от интенсивности космических лучей, падающих на границу атмосферы, исследования на баллонах предпочтительнее проводить вблизи геомагнитного экватора [81, 95, 99, 100, 124, 150]. В табл. II приведены результаты

Таблица II

Потоки энергетических и жестких γ-квантов в верхних слоях атмосферы

Авторы	Геомагнитная широта $\lambda_{гм}$	Предельная высота, *г/см²*	Пороговая энергия, *Мэв*	Поток на предельной высоте	Экстраполированный поток на $h = 3$ *г/см²*	Экстраполированный поток на границу атмосферы
				10^{-3} (*см² сек·стер*)$^{-1}$		
Кляйн (1961) [78]	55	8,5	50	7,0±0,7	2,0±0,2	1±3
Дьюти, Хафнер и др. (1963) [79]	42	4	60			⩽2
Кобб, Дьюти, Стюарт (1965) [95]	17	6,5	100	4,3±0,2	2,0±0,1	
Дьюти, Кобб, Стюарт (1966) [94]	42	4,1	50	3,94±0,18	2,9	
Фрай, Смит (1966) [97]	42	3,5	30	5,2±0,5	4,5±0,4	⩽5
Чуйкин, Романов, Ленин (1966) [80]	47	9	70	8±2	~3	⩽4
Фрай, Уэнг (1967) [98]	42	2,3	50	3,7±0,4	4,8±0,5	
Фацио и др. (1968) [116]	42	4	100	1,9±0,2	1,4±0,2	
Дьюти, Осборн (1968) [150]	−23	3,4	100	3,04±0,15	2,7	
Делвейл и др. (1968) [101]	46	10	1 000	2,2	3	
Фичтел, Ниффен, Эгельман (1969) [114]	40	3	30 50 100	5,7±0,6 4,8±0,5 3,0±0,4	5,7±0,6 4,8±0,5 3,0±0,4	
Фрай, Уэнг (1969) [99]	42 20	2,5 2,9	50 50			< 0,5 *)
Ананд, Дэниел, Стивенс (1968) [124]	17	6	50 100 2 000 5 000 10 000 50 000	1,3 0,6 0,26 0,14 0,06 0,03		< 1,3 < 0,6 < 0,26 < 0,14 < 0,06 < 0,03

*) На 95%-ном уровне достоверности.

измерений потоков γ-квантов в верхних слоях атмосферы, проведенных на высотных баллонах. С учетом различия углов зрения и пороговых энергий телескопов наблюдается хорошее согласие между разными резуль-

татами, приведенными к одной глубине (3 *г/см*^{2}). Интенсивность атмосферного γ-потока уменьшается с возрастанием энергии [112], но, как ни странно, не проявляет зависимости от геомагнитной широты $\lambda_{ГМ}$ в интервале от 17 до 55°.

Энергетические спектры атмосферного γ-потока измерялись Свенсоном [151], Кларманом [118], Фраем и др. [120] в фотоэмульсиях, Чуйкиным и др. [80], Кеном и др. [152] с помощью сцинтилляционных спектрометров, Дьюти и др. [14, 94, 95], Безусом и др. [153] с помощью искровой камеры. В основных чертах измеренный спектр совпадает с рассчитанным Хаякавой и др. [39], Окудой и Ямамото [154], хотя и наблюдаются некоторые расхождения. Так, например, в работах [14, 94, 95, 120] наблюдался избыток γ-квантов с энергией $E_\gamma < 50$ *Мэв*. В работе Безуса и др. [153] обнаружено изменение показателя спектра с высотой: показатель дифференциального степенного спектра α изменяется от $1{,}93 \pm 0{,}08$ на глубине 75—120 *г/см*^{2} до $2{,}46 \pm 0{,}07$ на глубине 20—30 *г/см*^{2}.

Измерения энергетических спектров мягких γ-квантов в атмосфере проводились в ряде работ [20, 21]. Шварцем и Питерсоном [155] показано, что на высоте 3,5 *г/см*^{2} в интервале 1—10 *Мэв* дифференциальный спектр имеет степенной вид (1) с показателем $\alpha = 1{,}55$.

Интересным аспектом исследования атмосферных γ-квантов являются поиски аннигилляционного γ-излучения с энергией 0,511 *Мэв* и 70—100 *Мэв*, проводившиеся Константиновым и др. [156] для проверки гипотезы об антивещественном составе комет и метеорных потоков. Авторы [156] утверждают, что измерения в атмосфере, а также на ИСЗ «Космос -135» [157] показывают, что имеется определенная корреляция между исследуемым излучением и метеорными потоками.

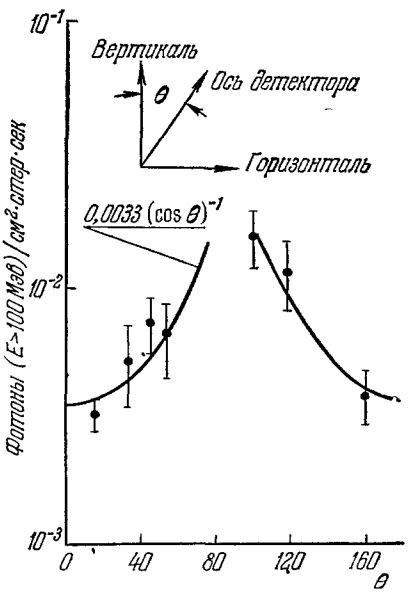

Рис. 4. Угловая зависимость потока атмосферных γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* на высоте 3 *г/см*^{2} остаточной атмосферы [114].

Интенсивность γ-квантов в атмосфере изменяется с зенитным углом γ-телескопа θ. На рис. 4 показано изменение интенсивности потока γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* на высоте 3 *г/см*^{2} при изменении зенитного угла наклона оси телескопа [114]. Интенсивность возрастает при увеличении θ от нуля (прямой к Земле вертикальный поток) до 90°. Хотя угловые измерения в атмосфере выполнены недостаточно точно, есть основание считать, что наибольший поток будет наблюдаться от линии горизонта, которая на высоте 40 *км* видна под углом $\theta_г = 96°$. Альбедный (идущий от Земли) поток атмосферных γ-квантов убывает с увеличением θ. Альбедный поток при $\theta = 180°$ на глубине 3 *г/см*^{2} в пределах ошибок совпадает с прямым потоком атмосферных γ-квантов.

При исследованиях на ИСЗ телескоп вынесен за пределы атмосферы и атмосферный фон представлен только альбедным потоком. Наибольшая интенсивность здесь также наблюдается от линии горизонта, которая для высоты 200 *км* видна под углом $\theta_г = 104°$. На рис. 5 показана угловая зависимость темпа счета γ-телескопа на ИСЗ OSO-3 [91]. В этой работе космическими считались γ-кванты, пришедшие под углом $\theta \leqslant 60°$, т. е. отстоящие от горизонта на угол больше 40°. Вертикальный альбедный

поток ($\theta = 180°$) может быть использован для проверки работы аппаратуры в полете. В табл. III приведены значения интенсивности вертикального альбедного потока с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* на широте $\lambda_{гм} = 40°$. Величина альбедного потока Кларка и др. на OSO-3 в несколько раз превышает результаты других измерений, что свидетельствует о заниженной эффективности прибора. С учетом исправленного значения эффективности величина альбедного потока на OSO-3 приходит в согласие с другими измерениями.

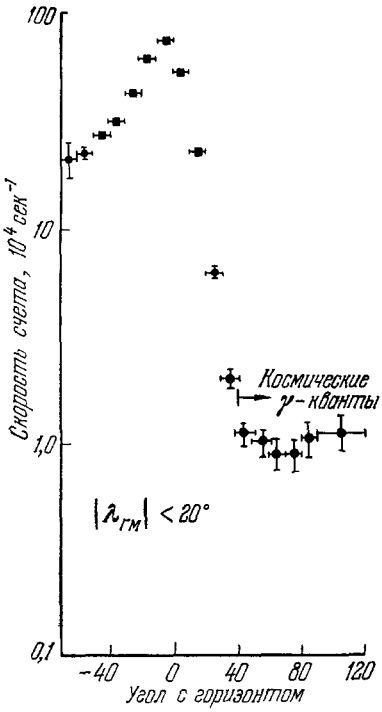

Рис. 5. Угловая зависимость потока γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв*, измеренная из ИСЗ OSO-3 [91].

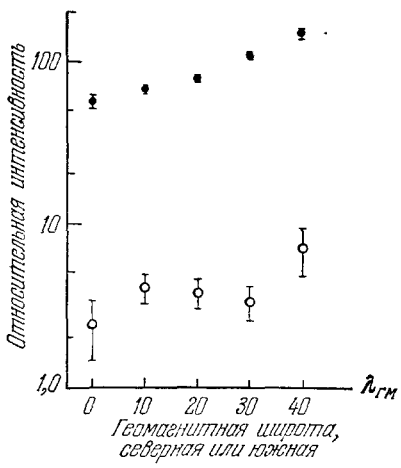

Рис. 6. Зависимость интенсивности потока γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* от геомагнитной широты, измеренная на ИСЗ OSO-3 [90].

● — атмосферные γ-кванты; ○ — космические ($\theta \leqslant 60°$) γ-кванты.

Кроме фона альбедных γ-квантов, который может быть в значительной мере устранен соответствующей установкой γ-телескопа, при измерениях на ИСЗ большую роль играет локальный фон. Последний создается γ-квантами, образуемыми космическими лучами в борту спутника и в окружающем γ-телескоп веществе. На «Космосе-264» [104, 105] для учета вторичных γ-квантов, генерированных в веществе над телескопом, был применен выносной сцинтилляционный датчик, установленный за бортом спутника в телесном угле прибора, отметка о срабатывании которого указывала на вторичный, фоновый характер зарегистрированного γ-кванта.

Локальный фон возрастает при прохождении спутником радиационных поясов и аномалий (например, Бразильской аномалии). Большая интенсивность потоков захваченной радиации приводит к увеличению фона не только при прохождении области аномалии, но и после выхода из нее из-за остаточной наведенной радиоактивности в окружающем телескоп веществе. Особенно велик этот фон для интервала мягких γ-квантов [157, 158]. На некоторое время после попадания в аномалию показания детекторов исключаются, чтобы избежать систематической ошибки.

Мерой того, насколько регистрируемый поток загрязнен фоновым γ-излучением, служит зависимость потока от геомагнитной широты наблюдения. Так как первичные космические лучи на спутниковых высотах имеют характерную широтную зависимость, подобная широтная зависимость наблюдается и у фоновых потоков, тогда как интенсивность КГИ, естественно, не должна зависеть от места наблюдения на Земле. На рис. 6 показана широтная зависимость альбедных атмосферных и космических γ-квантов, измеренная на ИСЗ OSO-3 [90].

Величина широтной зависимости (отношение темпов счета прибора в максимуме — на высоких широтах и в минимуме — у геомагнитного

Таблица III

Вертикальный альбедный поток γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* на $\lambda_{ГМ} = 40°$

Авторы	Объект	Высота, *км*	Вертикальный альбедный поток ($\theta = 180°$), 10^{-3} (*см*^{2}*сек*·*стер*)$^{-1}$
Краушаар и др. (1962) [82,83]	«Эксплорер-11»	300—1100	1,9±0,5
Григоров, Калинкин и др. (1966) [85,86]	«Протон-1», «Протон-2»	500	~ 2
Кларк и др. (1968) [91]	OSO-3	350	10,5±1,0
Фичтел, Ниффен, Эгельман (1969) [114]	Баллон	~ 40	3,7±0,8

экватора) позволяет учесть степень «загрязнения» γ-потока и извлечь первичный, не зависящий от широты поток КГИ, как было проведено в работах Валентина и др. [93] и Братолюбовой-Цулукидзе и др. [88].

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДИФФУЗНОГО КГИ НА БАЛЛОНАХ. ЭКСТРАПОЛИРОВАННЫЙ НА ГРАНИЦУ АТМОСФЕРЫ ПОТОК γ-КВАНТОВ

Во многих работах по исследованию γ-квантов на баллонах измерялась зависимость потока от глубины остаточной атмосферы [78, 80, 95, 99], что позволяло определить экстраполированный поток на границу атмосферы $h = 0$ *г/см*^{2}. Для глубин $h \ll l_{яд}$ и $h \ll l$, где $l_{яд} \approx 80$ *г/см*^{2} и $l \approx 37$ *г/см*^{2} соответственно ядерная и радиационная длины в воздухе, высотная зависимость вторичного атмосферного потока является линейной функцией h [154]. Поэтому, проводя линейную экстраполяцию по измеренным точкам, можно получить остаточный поток КГИ. На рис. 7 приведена зависимость темпа счета искрового γ-телескопа с пороговой энергией 100 *Мэв* от глубины атмосферы, измеренная в одном полете на баллоне Дьюти и др. [14]. Точками показан общий счет прибора, крестиками — счет ложных событий, т. е. событий без треков в искровой камере. Видно, что конечный экстраполированный поток полностью объясняется ложными событиями. Отсюда становится понятным, почему ранние работы, выполненные на «слепых» γ-телескопах, приводили к конечным и довольно большим значениям потока на границе атмосферы [79].

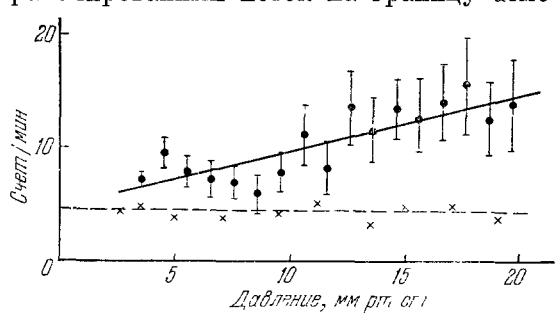

Рис. 7. Зависимость потока γ-квантов с энергией $E_\gamma > 100$ *Мэв* от глубины остаточной атмосферы [14].

● — общий счет прибора; × — счет ложных событий.

В интервале как мягких, так и энергичных γ-квантов подобные измерения не дали определенного значения потока диффузного КГИ, а привели лишь к вычислению верхних пределов. В последнем столбце табл. II приведены значения экстраполированных к границе атмосферы потоков γ-квантов. Даже в лучших работах этого типа, выполненных с помощью светосильных искровых γ-телескопов, не обнаружено конечного потока КГИ [99, 114]. Верхний предел потока по данным Фрая и Уэнга [99] составляет $5 \cdot 10^{-4}$ $(см^2 сек \cdot стер)^{-1}$ на 95%-ном уровне достоверности. Для измерения потока космических γ-квантов методом экстраполяции на край атмосферы нужна большая статистическая точность в измерении высотного хода и, возможно, более полные знания о процессах генерации γ-квантов в верхней атмосфере.

При измерениях, проведенных на баллонах с помощью ядерных фотоэмульсий, всегда определялся только поток γ-квантов на высоте дрейфа баллона и, следовательно, могли быть измерены лишь верхние пределы потока КГИ [118–124]. Благодаря хорошему пространственному разрешению фотоэмульсии и возможности надежного отделения γ-событий от случаев ядерных взаимодействий эти верхние пределы КГИ для энергий 50—100 *Мэв* оказались меньше большинства других верхних пределов, полученных по методу экстраполяции. Кроме того, фотоэмульсионным методом были получены верхние пределы для потоков жестких γ-квантов с $E_\gamma > 2.5$; 10 и 50 *Гэв* [124], приведенные в табл. II.

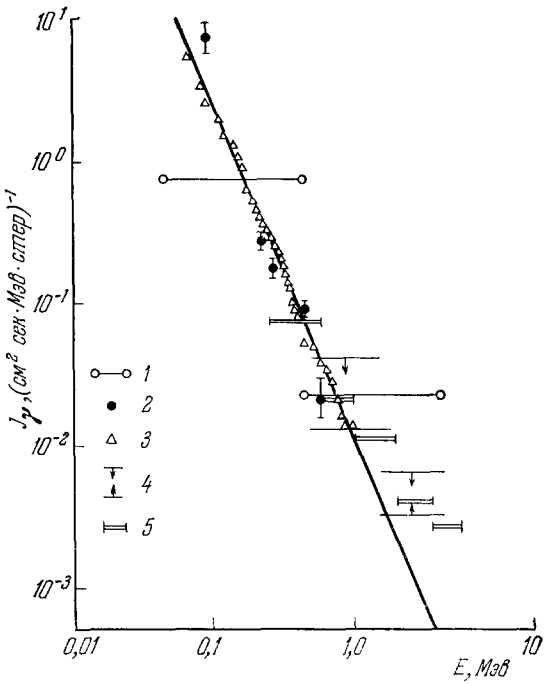

Рис. 8. Дифференциальный энергетический спектр космического диффузного потока рентгеновского и мягкого γ-излучений по результатам измерений.

1 — [160]; *2* — [164]; *3* — [296, 158]; *4* — [155]; *5* — [74]. Сплошная линия — степенной спектр с показателем $\alpha = 2{,}3$.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ НА СПУТНИКАХ. ИЗОТРОПНАЯ КОМПОНЕНТА ДИФФУЗНОГО КГИ

Более определенные результаты по исследованию диффузного потока КГИ были получены при измерениях на ИСЗ «Explorer-11» [82, 83], OSO-1 [84], «Протон-1» и «Протон-2» [85, 86], «Ranger-3» [158], OSO-3 [89, 91, 146], ERS-18 [74], OGO-5 [110, 111], «Космос-208» [76, 88, 142] и «Космос-264» [104, 105].

На рис. 8 показаны результаты измерений дифференциального энергетического спектра диффузного потока жестких рентгеновских и мягких γ-квантов, выполненных в основном с помощью всенаправленных детекторов [20, 21, 74, 155, 158–165].

В области жесткого рентгена (10—40 *кэв*) верхний предел анизотропии диффузного фона составляет около 4% [166]. В области мягких γ-квантов измерений анизотропии практически не проводилось.

Как видно из рис. 8, энергетический спектр диффузного γ-излучения в области энергий 0,1—1,0 *Мэв* является степенным с показателем $\alpha = 2{,}3 \pm 0{,}2$ [158, 163]. Спектр мягких γ-лучей, следовательно, можно считать продолжением спектра жесткого рентгена *). В области энергий 1—6 *Мэв* ситуация изменяется. Ветте и др. [74] с помощью всенаправленного детектора, показанного на рис. 2, измерен спектр диффузного потока в интервале 0,6—6 *Мэв*, заметно отклоняющийся (в 2,5—5,5 раза) от указанного степенного спектра. Избыточный поток составляет $\sim 0{,}35$ $(см^2\ сек)^{-1}$ **).

Таблица IV

Результаты измерения диффузного потока энергичных γ-квантов

Авторы	Время наблюдения	Объект	Пороговая энергия, *Мэв*	Интенсивность, 10^{-4} $(см^2 сек \cdot стер)^{-1}$
Краушаар и др. [82,83]	Апрель—октябрь 1961 г.	«Explorer-11»	100	$< 3{,}3 \pm 1{,}2$
Фацио, Хафнер [84]	Март—май 1962 г.	OSO-1	100	$< 20 \pm 20$
Григоров, Калинкин и др. [85,86]	1965 г.	«Протон-1», «Протон-2»	100	$< 5 \pm 3$
Каплон, Валентин [92,93]	Апрель—март 1967 г.	OSO-3	100	$< 1{,}67 \pm 0{,}60$
Кларк и др. [145,146]	Апрель—декабрь 1967 г.	OSO-3	100	$< 0{,}3$
Братолюбова-Цулукидзе, Григоров и др. [88]	Март—апрель 1968 г.	«Космос-208»	30 50 90 150 500	$< 2{,}3 \pm 0{,}5$ $< 1{,}0 \pm 0{,}3$ $< 0{,}53 \pm 0{,}22$ $< 0{,}13 \pm 0{,}09$ $< 0{,}046 \pm 0{,}034$
Волобуев, Гальпер и др. [104]	Январь 1969 г.	«Космос-264»	200	$< 4{,}1 \pm 2{,}3$

Экстраполяция степенного спектра с показателем $\alpha = 2{,}3$ в область энергичных γ-квантов приводит к потоку $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ $(см^2 сек \cdot стер)^{-1}$ для $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв*. В табл. IV приведены результаты измерений диффузного потока в этом интервале энергий. Все измерения дают лишь верхние пределы диффузного потока космических γ-квантов. Причина кроется в невозможности выделить среди фоновых γ-квантов истинно космические. Единственным указанием на «космическую природу» для изотропного потока может служить только отсутствие широтной зависимости. Однако при небольшой статистике зарегистрированных событий этот критерий весьма

*) Спектр фонового рентгеновского излучения имеет сложную форму. В области энергий 1—20 *кэв* спектр степенной с показателем $\alpha_1 = 1{,}7$ [161,167]. При энергиях более 20—40 *кэв* спектр становится мягче, его показатель увеличивается до $\alpha_2 = 2{,}3 \pm 0{,}2$. Однако, согласно измерениям Шварца и др. [167] на спутнике OSO-3, показатель спектра в области энергий 40—113 *кэв* равен $\alpha_3 = 3{,}0 \pm 0{,}3$.

**) Измерения диффузного γ- излучения в интервале 0,3—3,7 *Мэв* на ИСЗ «Космос-135 и 163» [62] противоречат данным Ветте и согласуются со спектром, экстраполированным из области рентгена.

неоднозначен, как видно, например, из рис. 6, где для «космических γ-квантов» ($\theta < 60°$) такая зависимость может лежать в пределах статистических ошибок. По аналогичной причине (отсутствие веских аргументов в пользу космической природы) только как верхние пределы диффузного потока космических γ-квантов можно принять результаты, полученные на ИСЗ «Космос-208» [88] и «Космос-264» [104]. Хотя в работе Валентина и др. [93] приведено значение конечного потока космических γ-квантов, все сказанное выше в полной мере относится и к их результату, который также следует считать лишь как верхний предел.

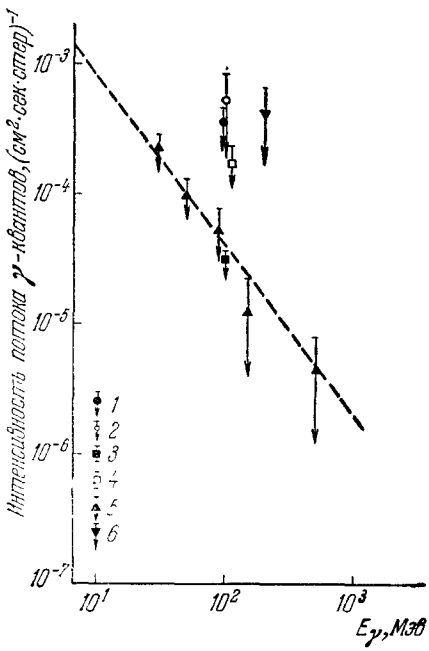

Рис. 9. Результаты измерения интегральных потоков энергичных космических γ-квантов.
1 —«Explorer-11» [83]; 2 —«Протон-1,2» [86]; 3 — OSO-3 [145, 146]; 4 — OSO-3 [93]; 5 —«Космос-208» [88]; 6 —«Космос-264» [104]. Штриховая линия — экстраполяция степенного спектра (α =12,3) из области мягких γ-квантов.

Результаты Братолюбовой-Цулукидзе, Григорова и др. [88] являются рекордными на сегодняшний день верхними пределами диффузного КГИ. Полученные в этой работе верхние пределы хорошо согласуются со степенным спектром, продолженным из области рентгена и мягкого γ-излучения (рис. 9). Последнее может означать как то, что верхние пределы, измеренные на «Космосе-208», близки к истинным значениям космического потока, так и то, что при переходе из области рентгена к области энергичных γ-квантов спектр становится круче.

Для решения вопроса об интенсивности, спектре и степени изотропии диффузного потока необходимы дополнительные эксперименты с помощью более светосильных телескопов.

8. ГАЛАКТИЧЕСКИЙ АНИЗОТРОПНЫЙ ПОТОК ДИФФУЗНОГО КГИ

γ-излучение от плоскости Галактики (Млечный Путь), и в особенности от центра Галактики, расположенного в созвездии Стрельца (прямое восхождение α = 17 час. 40 мин., склонение $\delta \approx -30°$), искалось во многих работах в разных диапазонах энергий. Убедительные результаты по существованию галактического потока были получены Кларком, Гармайром и Краушааром на ИСЗ OSO-3 [91], зарегистрировавшими максимум счета γ-квантов по направлению на плоскость Галактики. Так как угловая ширина максимума совпадает с угловым разрешением прибора ($\pm 15°$), из этих данных нельзя сделать вывод о толщине γ-излучающей полосы. Они не противоречат предположению о линейном источнике γ-излучения, расположенном в экваториальной плоскости Галактики. Была измерена анизотропия γ-излучения по галактической долготе с максимумом в центре Галактики, где интенсивность потока составляет $(1{,}2 \pm 0{,}3) \times \times 10^{-4}$ (*см*^{2} *сек·рад*)$^{-1}$ [144, 146]. Энергетический спектр галактического потока не был точно измерен. По предварительным данным [168] он более жесткий, чем спектр диффузного потока, а предварительные данные Ниффена и Фичтела [143] указывают на то, что в интервале 50—150 *Мэв* спектр галактического потока плоский.

После сообщения Кларка и др. [91] последовали результаты многих экспериментальных групп, основанные на анализе как старых измерений, так и новых, специально поставленных для проверки данных OSO-3 [81, 99, 100, 107, 110, 111, 114]. Сводка результатов измерений интенсивности галактической составляющей КГИ вместе с указанием времени и условий измерений (объект, геомагнитная широта, угловое разрешение прибора) приведена в табл. V. Большинство измерений, если не всегда количественно, то по крайней мере качественно подтверждает результат Кларка

Таблица V

Результаты измерения галактической компоненты энергичного γ-излучения

Авторы	Время измерения	Объект ($\lambda_{ГМ}$)	Угловое разрешение	Пороговая энергия, *Мэв*	Интенсивность линейного источника, 10^{-4} ($см^2 сек \cdot рад)^{-1}$		
					центр Галактики	антицентр	район Лебедя
Делвейл и др. [101]	Апрель 1966 г.	Баллон (47°)	±1°	1000		6±3 *)	
Фрай, Уэнг [99]	Июль, сентябрь 1966 г.	Баллон (42°)	±2,3	100			0,4±0,2
Фичтел, Ниффен, Эгельман [114]	Декабрь 1966 г.	Баллон (40°)	±3°	100	2,3±1,2	0,4±0,1	
Кларк, Гармайр, Краушаар [143,146]	Апрель, декабрь 1967 г.	OSO-3	±15°	100	1,2±0,3		0,6±0,3
Вальдец, Уэддингтон [107]	Июль 1967 г.	Баллон (42°)	±1	100			3±1,5
Суд [81]	Октябрь, ноябрь 1967 г.	Баллон (0°)	±25	50	5,0±0,6		
Хатчинсон и др. [111]	Март, апрель 1968 г.	OGO-5	±3°	40			4,9±2,1
Фрай, Стейб и др. [100]	Февраль 1969 г.	Баллон	±2,3°	50	< 0,3		
Ниффен, Фичтел [143]	Октябрь 1969 г.	Баллон	±3°	100	2,0±0,7		

*) В единицах 10^{-4} ($см^2 сек \cdot стер)^{-1}$.

и др. [146]. Измерения на баллонах Фичтела и др. [114], Ниффена и Фичтела [143] указывают на существование максимума γ-излучения от центра Галактики и хорошо согласуются с интенсивностью потока, измеренного Кларком и др. [145,146]. Измерения Суда [81], хорошо подтверждая сам факт наличия потока от центра Галактики, не согласуются по интенсивности с пересмотренным результатом [146]. Избыточное γ-излучение от других участков плоскости Галактики наблюдали: от района антицентра Галактики Делвейл и др. [101], от района созвездия Лебедя Фрай и Уэнг [99], Вальдец и Уэддингтон [107,108] и Хатчинсон и др. на спутнике OGO-5 [111]. Указание на избыток γ-квантов от плоскости Галактики было получено и в другом детекторе, работавшем на OSO-3 [92].

Резким диссонансом этим работам прозвучал результат Фрая, Стейба и др. [100], полученный на баллоне с помощью светосильного искрового γ-телескопа. Ими не было зарегистрировано избыточного потока от центра Галактики и дается лишь верхний предел $3 \cdot 10^{-5}$ $(см^2 сек \cdot рад)^{-1}$ (на 95%-ном уровне достоверности), что в четыре раза меньше потока Кларка и др. [146]. Скорее всего этот результат является ошибочным, хотя не исключена и такая смелая точка зрения, что результат Фрая и др. указывает на переменный дискретный источник, расположенный по направлению на центр Галактики. В настоящее время известна переменность в интервале 3—12 *кэв* рентгеновских источников с периодом от десятков минут (Sco XR-1) [169,170] до нескольких дней (новый рентгеновский источник на южном небе [171]) и месяцев (Gen XR-2 [172]). Возрастание интенсивности в пике по сравнению со спокойным состоянием составляет от нескольких до десятков раз [171], а в случае Gen XR-2 несколько порядков, так что все явление напоминает вспышку сверхновой звезды в рентгеновских лучах [172].

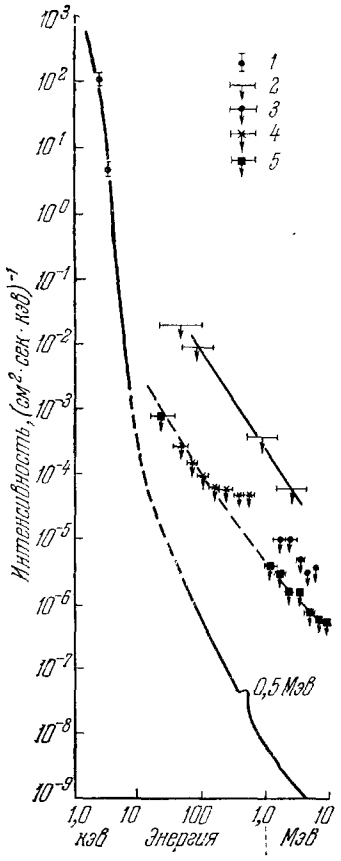

Рис. 10. Энергетический спектр галактической компоненты диффузного излучения в рентгеновском и γ-диапазонах.
1 — [173]; *2* — [166]; *3* — [174]; *4* — [146]; *5* — спектр комптоновской модели ($\alpha = 1{,}8$) [173].

В диапазоне мягких γ-квантов экспериментов по обнаружению галактической компоненты диффузного фона не проводилось. Галактическая компонента обнаружена в области мягкого рентгена (2—18 *кэв*) [166,173], в области жесткого рентгена получены только верхние пределы [166,174]. Результаты измерений галактической компоненты диффузного излучения показаны на рис. 10.

9. ПОИСК ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ КГИ

Поиски избыточного над фоном излучения от различных участков неба велись во всем диапазоне энергий γ-квантов на ИСЗ, на баллонах и на уровне моря. Эти работы проводились и как систематический обзор всего неба γ-телескопами с большой апертурой и достаточно высоким угловым разрешением (телескопы с искровыми камерами) и как целенаправленное изучение возможного γ-излучения известных космических объектов. В последнем случае лучше подходят узконаправленные телескопы с высоким угловым разрешением.

«Поисковые способности» телескопа можно характеризовать минимальным потоком от дискретного источника F_{min}, который телескоп может «различить» на фоновом излучении:

$$F_{min} = A \left(\frac{B\Omega}{\eta S t} \right)^{1/2}, \tag{4}$$

где B — интенсивность фонового изотропного потока, Ω — телесный угол разрешения прибора, η — эффективность регистрации γ-квантов, S — площадь детектора, t — время наблюдения объекта, $A \approx 3$ — константа,

равная величине положительного избытка в стандартных отклонениях фонового счета, при которой этот избыток можно считать статистически обоснованным. Так как B, Ω и η являются функциями энергии γ-квантов, минимальный поток зависит и от E_γ.

Произведем оценку минимальных потоков, регистрируемых современными γ-телескопами. Величина фонового потока равна $B \approx 10^{-3}$ $(см^2 сек \cdot стер)^{-1}$ при измерениях на баллонах и приблизительно на порядок меньше при измерениях на ИСЗ. Для γ-телескопов с искровой камерой, угловое разрешение которых равно $\Delta\theta \approx 1°$, Ω составляет $\sim 10^{-3}$ *стер*, а для «слепых» телескопов ($\Delta\theta \approx 15°$) $\Omega \approx 0{,}2$ *стер*. Средняя эффективность регистрации γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* равна $\bar{\eta} \approx 0{,}2$. Тогда для рядового на сегодняшний день телескопа с искровой камерой ($S \approx 100$ $см^2$), установленного на баллоне, минимально измеримый поток от дискретного источника за 5 часов наблюдения будет $F_{\min} \approx \approx 5 \cdot 10^{-6}$ $(см^2 сек)^{-1}$. Такой же по величине минимальный поток характерен и для типичного сейчас «слепого» γ-телескопа на ИСЗ ($S \approx 10$ $см^2$) при времени наблюдения $\sim 1{,}5$ месяца.

«Перспективными» для γ-диапазона источниками с точки зрения возможности их обнаружения являются:

1) Источники нетеплового радиоизлучения. Некоторые из них представляют туманности, образованные взрывом сверхновых звезд. Таковы Крабовидная туманность (остаток сверхновой 1054 г.), радиотуманность Vela X, остатки сверхновой Тихо Браге (1572 г.), Кеплера (1604 г.), сверхновой 1006 г., петля в Лебеде, Кассиопея А и др.

2) Источники рентгеновского излучения, наиболее мощными из которых являются источники в созвездиях Скорпиона и Лебедя: Sco XR-1, Cyg XR-1, Cyg XR-2 и др.

3) Источники пульсирующего радиоизлучения (пульсары). Некоторые из них отождествлены с остатками сверхновых, например пульсар NP 0532 в Крабовидной туманности.

4) Внегалактические источники, такие, как ближайшая галактика M31 (Андромеда А) и мощные радиогалактики и квазары: M87 (Дева А), Лебедь А и др., галактики с активными ядрами (сейфертовские и N-галактики).

5) Солнце, особенно во время вспышек.

На рис. 11 показана карта неба с нанесенными на нее «перспективными» γ-источниками. Космические объекты, бывшие уже предметом поиска γ-излучения, обведены кружком. Чтобы не загромождать карту, на ней не показаны многие внегалактические объекты, γ-излучение от которых еще не искалось. Сводка верхних пределов потоков от дискретных источников приведена в табл. VI. Систематически обследовано $\sim 60\%$ небесной сферы в северном и $\sim 40\%$ — в южном полушариях [99, 100, 150]. Видно, что едва ли 10% «перспективных» источников исследовано в γ-диапазоне. Верно, однако, и то, что большинство из них требует для обследования более светосильных γ-телескопов.

В табл. VI представлены также верхние пределы потоков от участков неба, где когда-либо наблюдались избытки γ-квантов. Это «источники» Корнелл-1 и 2, Рочестер-1 и CWRU-1, обнаруженные группами исследователей Корнелльского, Рочестерского и Кейзовского западного исследовательского университетов [94, 97, 109]. Избыточный поток от источника Рочестер-1 в отктябре 1965 г. составлял по данным Дьюти и др. [94] $(1{,}5 \pm \pm 0{,}8) \cdot 10^{-4}$ $(см^2 сек \cdot стер)^{-1}$. По данным Фрая и Уэнга [98], обследовавших этот участок неба более светосильным телескопом до и после измерений Дьюти и др., избыток обнаружен не был. Верхняя граница потока для $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* равна $6 \cdot 10^{-5}$ и $1{,}2 \cdot 10^{-5}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для января 1965 г. и июля

1966 г. соответственно. Также не были найдены при повторных измерениях потоки от «источников» Корнелл-1 и 2 и CWRU-1 [97, 109].

Похожая ситуация существует и в интервале сверхэнергичных γ-квантов. Избыточное излучение с энергией $E_\gamma \geqslant 10^{12}$ *эв* было обнаружено

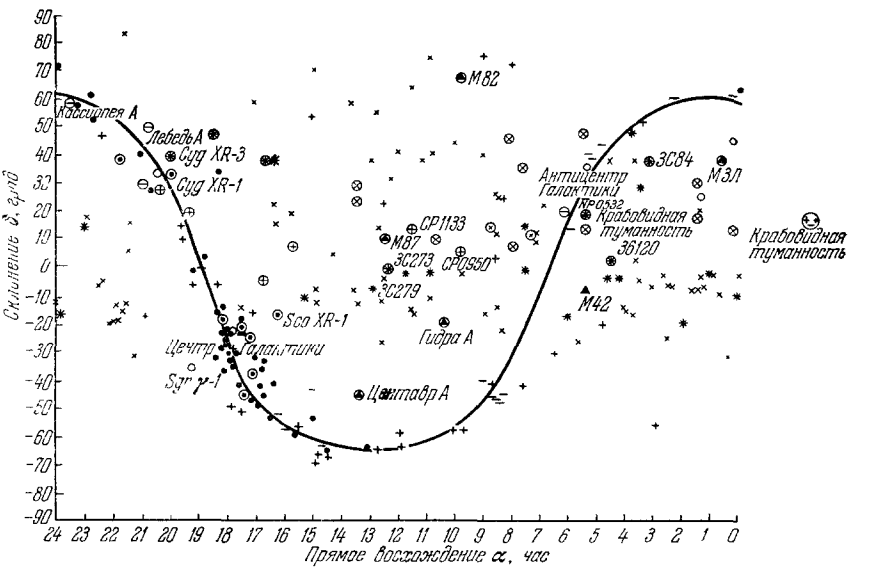

Рис. 11. Небесная карта возможных дискретных источников γ-квантов.

Сплошная линия — экваториальная плоскость Галактики. — остатки сверхновых; ● — рентгеновские источники; + — пульсары; × — квазары; ▲ — радиогалактики; * — переменные радиоисточники. Обведенные кружком источники проверялись в γ-диапазоне.

в ряде работ. От пульсара CP 1133 были зарегистрированы потоки $J_\gamma \approx 5\cdot10^{-11}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для $E_\gamma \geqslant 3\cdot10^{12}$ *эв* (О'Монгейн и др. [138]), $J_\gamma \approx 10^{-11}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для $E_\gamma \geqslant 10^{13}$ *эв* [295] и $J_\gamma \approx 2\cdot10^{-12}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для $E_\gamma \geqslant 7\cdot10^{13}$ *эв* (Чармен и др. [133]). От пульсара CP 0950 поток величиной $J_\gamma \approx 4\cdot10^{-11}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для $E_\gamma \geqslant 10^{13}$ *эв* был отмечен Чаттерджи и др. [137]. Однако последующие измерения Фацио и др. [129, 130] и Чармена и др. [134], выполненные приблизительно через год, не подтвердили этих результатов. В табл. VI приводятся лишь верхние пределы потоков от этих источников.

Хотя статистика наблюдений еще очень мала, столь частые появления и исчезновения избыточных потоков, возможно, указывают на существование переменных, импульсных источников γ-излучения.

Этот вывод, возможно, подтверждается результатами экспериментов Фрая и др. [100], Ниффена и Фичтела [143] и Волобуева, Гальпера и др. [175, 176]. Дискретный источник γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 50$ *Мэв*, расположенный в созвездии Стрельца: $\beta = 288 \pm 3°$, $\delta = -35 \pm 2°$, и названный Sgr γ-1, был открыт Фраем и др. [100] по результатам наблюдения избытка счета искрового γ-телескопа в двух полетах на баллоне в феврале 1969 г. Вероятность статистической флуктуации, приведшей к избытку, в сумме по двум полетам составляла $8\cdot10^{-4}$. Интенсивность потока от Sgr γ-1 равнялась $(3 \pm 1)\cdot10^{-5}$ $(см^2 сек)^{-1}$. Ниффен и Фичтел [143], обследовавшие этот участок неба в октябре 1969 г., избытка не обнаружили и получили лишь верхний предел потока от Sgr γ-1 $12{,}4\cdot10^{-5}$ $(см^2 сек)^{-1}$ (на 95%-ном уровне достоверности), который, однако, не находится в резком противоречии с потоком Фрая и др.

Таблица VI

Верхние пределы потоков от дискретных источников

Источник	Координаты α h	α m	α s	δ °	δ ′	δ ″	F_γ, 10^{-6} (см²сек)⁻¹ ($E_\gamma \geqslant 50$ Мэв)	F_γ, 10^{-11} (см²сек)⁻¹ ($E_\gamma \geqslant 10^{12}$ эв)
1. Галактические источники								
Остатки сверхновых								
Крабовидная туманность	05	31,5		21	59		17 [99]	1,7 [133]
IC 443	06	14,6		22	43		20 [99]	25 [129]
Кеплера 1604 г.	17	27,7		—21	25		39 [113]	
HB 21	20	44		50	30		21 [99]	
Петля в Лебеде	20	48		30	12		11 [99]	
Кассиопея А	23	21,2		58	32		2300 [83]	5 [3,4]
Рентгеновские источники								
Tau XR-1	5	31		22,1			17 [99]	
Sco XR-1	16	15		—15,2			39 [113]	
Sco XR-2	17	08		—36,4			26 [150]	
Oph XR-2	17	14		—23,5			65 [114]	
Sco XR-3	17	23		—44,3			70 [150]	
Oph XR-1	17	32		—20,7			39 [113]	
Sgr XR-1	17	55		—29,2			39 [113]	
Sgr XR-3	17	56		—21,6			39 [113]	
Sgr XR-2	18	10		—17,1			12 [150]	
Cyg XR-1	19	53		34,5			25 [99]	9 [129]
Cyg XR-3	19	58		40,4			16 [99]	
Cyg XR-2	21	43		38,8			28 [99]	
Leo XR-1								31 [129]
Пульсары								
NP 0526+21	05	26	10	21	58		17 [99]	
NP 0531+21	05	31	31,46	21	58	55	17 [99]	1,7 [133]
CP 0950+08	09	50	30,76	08	09	48		1,7 [133]
CP 1133+16	11	33	26,9	16	07	35	19 [99]	2 [130]
AP 1541+09	15	41	10	09	38			10 [137]
PSP 1642—03	16	42	25	—03	00			1,6 [137]
CP 1919+21	19	19	37,0	21	47	14	16 [99]	10 [130]
AP 2015+28	20	15	58	28	31		23 [99]	
Солнце							16 [99]	
Луна							24 [133]	
2. Внегалактические источники								
Галактики								
Туманность Андромеды (M 31)							18 [99]	
Центавр А							64 [114]	
Б. Магелланово облако							940 [83]	
М. Магелланово облако							1100 [83]	
Гидра А (NGC 4151)							170 [83]	10 [129]
Радиогалактики								
Дева А (3C274, M87)	12	28	17	12	40		15 [99]	4 [129]

Продолжение табл. VI

Источник	Координаты α h	α m	α s	δ °	δ ′	δ ″	F_γ, 10^{-6} (см²сек)$^{-1}$ ($E_\gamma \geqslant 50$ Мэв)	F_γ, 10^{-11} (см²сек)$^{-1}$ ($E_\gamma \geqslant 10^{12}$ эв)
Her A (3C348)	16	48	48,0	05	04	35	340 [83]	
Лебедь A (3C405)	19	57	44,3	40	35	46	16 [99]	5 [3,4, 129]
Персей A (3C84; NGC 1275)	03	16	30	41	20		26 [99]	
3C231 (M82)	09	51	43	69	55		600 [270]	3 [129]
3C458							100 [270]	
NGC 5236							280 [270]	
NGC 2782							290 [270]	
NGC 7469							100 [270]	
NGC 7714							100 [270]	
Квазары								
3C9	00	17	49,8	15	25	16	6 [101]	
3C47	01	33	40,3	20	42	16	30 [99]	
3C48	01	34	49,8	32	54	20	30 [99]	
3C138	05	18	16,5	16	35	26	50 [97]	
3C147	05	38	43,5	49	49	43	25 [99]	
3C181	07	25	20,3	14	43	47	120 [97]	
3C186	07	40	56,6	38	00	31	30 [97]	
3C191	08	02	03,7	10	23	58	110 [97]	
3C196	08	09	59,3	48	22	08	26 [99]	
3C208	08	50	22,7	16	58	15	130 [97]	
3C273	12	26	33,35	02	19	42,0	18 [99]	7 [129]
3C286	13	28	49,7	30	45	59	34 [99]	
3C287	13	28	16,1	25	24	37	13 [99]	
3C380	18	28	13,3	48	42	39	25 [99]	
3C345	16	41	17,7	39	54	11		11 [129]
3C245	10	40	06,1	12	19	15		29 [129]
3. Неотождествленные источники								
Корнелл-1	0,45			48,5			17 [99]	
Корнелл-2	1,5			28,5			51 [99]	
CWRU-1	5,55			39,1			25 [99]	
Рочестер-1	20,25			35			14 [99]	

В работе Волобуева, Гальпера и др. [176], проводившейся с помощью γ-телескопа на борту ИСЗ «Космос-251» и «Космос-264», избыточный поток γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв* был выявлен из сравнения счетных характеристик прибора в каждом из двух полетов. Интенсивность потока в предположении, что зарегистрировано излучение дискретного источника, равна $(6{,}0 \pm 2{,}3)\cdot 10^{-4}$ (*см²сек*)$^{-1}$. В область возможного расположения источника, ограниченную координатами $\alpha = (3{,}6—5{,}0)^h$, $\delta = 4—9°$, попадают два «перспективных» γ-источника: квазар 3C93 и N-галактика 3C120. Как следует из анализа, проведенного в работе [176], наиболее вероятным источником зарегистрированного избыточного γ-излучения является 3C120 ($\alpha \approx 4{,}5^h$, $\delta \approx 5°$) — мощный источник инфракрасного излучения [177, 178] и переменного нерегуляторного коротковолнового радиоизлучения [179–181]. Измерения в работе [176] проводились во время наиболее сильной за последние годы вспышки радиоизлучения 3C120 (октябрь, ноябрь 1968 г.).

При исследовании пульсаров предпринимались попытки обнаружения пульсирующего γ-излучения с периодом, равным периоду радиоизлу-

чения [130, 133, 134, 137, 182]; при этом предполагалось, что пульсирующее γ-излучение возникает в результате взаимодействия ускоряемых в импульсах протонов с веществом источников [183–185]. За исключением работы [182], обсуждаемой ниже (см. стр. 234), поиски пульсирующего γ-излучения не дали положительного результата.

Особенно много работ было посвящено поиску γ-излучения Крабовидной туманности (Телец А), радиоисточников Лебедь А и Дева А и Солнца ввиду как большой важности этих объектов для астрофизики, так и наибольших ожидаемых от них потоков γ-квантов. Ниже рассматриваются результаты этих исследований.

10. γ-ИЗЛУЧЕНИЕ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ (КТ)

Рентгеновское излучение КТ было открыто Кларком и др. [186] в интервале 15—62 *кэв*. Интервал жесткого рентгена и мягких γ-квантов исследован в работах Питерсона и др. [20,187, 188], Хеймса и др. [189], Гредера и др. [190] и Фроста и др. [191]. Энергетический спектр излучения в интервале 35—560 *кэв* описывается степенной зависимостью [189]

$$\frac{dN}{dE} = (7{,}1 \pm 2{,}8)\, E^{-2{,}19 \pm 0{,}08}\ (\text{см}^2\text{сек} \cdot \text{кэв})^{-1}, \tag{5}$$

хорошо совпадающей с большинством результатов. Выше энергии 0,5 *Мэв* проведенные исследования дают лишь верхние пределы потока:

$$F_\gamma < 7 \cdot 10^{-5}\ (\text{см}^2\text{сек})^{-1} \quad \text{для} \quad E_\gamma = 0{,}49 - 0{,}65\ \text{Мэв},$$

$$F_\gamma < 4{,}5 \cdot 10^{-5}\ (\text{см}^2\text{сек})^{-1} \quad \text{для} \quad E_\gamma = 0{,}65 - 0{,}77\ \text{Мэв}\ [191]$$

и

$$J_\gamma < 1{,}7 \cdot 10^{-3}\ (\text{см}^2\text{сек} \cdot \text{Мэв})^{-1} \quad \text{при} \quad E_\gamma = 1\ \text{Мэв},$$

$$J_\gamma < 1 \cdot 10^{-3}\ (\text{см}^2\text{сек} \cdot \text{Мэв})^{-1} \quad \text{при} \quad E_\gamma = 5\ \text{Мэв}\ [192].$$

Пульсирующее рентгеновское излучение пульсара NP 0532, расположенного в Крабовидной туманности, было недавно открыто Фритцем и др. [193] и подтверждено Брадтом и др. [194], Фишманом и др. [195] и Флойдом и др. [196] (см. также [197]) *).

Спектр рентгеновского и мягкого γ-излучения КТ плавно переходит в спектры оптического и радиоизлучения, имеющие также степенной вид. Это позволяет сделать предположение, что весь диапазон электромагнитного излучения КТ от 10^8 до 10^{20} *гц* имеет синхротронную природу [189]. Согласно этому предположению в КТ должно существовать магнитное поле со средней величиной порядка 10^{-4} *э* и поток электронов, ускоренных вплоть до энергии 10^{14} *эв*.

Экстраполяция измеренного степенного спектра в область энергичных γ-квантов дает поток $(1{,}5 \pm 1{,}0) \cdot 10^{-5}$ $(\text{см}^2\text{сек})^{-1}$ для $E_\gamma \geqslant 50$ *Мэв*. Величина экстраполированного потока не противоречит результатам работ по поиску γ-излучения в этой области энергий, сводка которых приведена в табл. VII. В большинстве работ определены лишь верхние пределы потока, наиболее достоверные из которых для $E_\gamma \geqslant 30$—100 *Мэв* составляют $(2-5) \cdot 10^{-5}$ $(\text{см}^2\text{сек})^{-1}$.

Конечный поток энергичных γ-квантов от КТ был зарегистрирован в работе Вассёра и др. [182] с помощью искровой камеры на баллоне.

*) Авторами работы [146] было обнаружено пульсирующее γ-излучение от КТ в диапазоне 0,6—9 *Мэв*. Поток пульсирующей компоненты составляет $2{,}5 \cdot 10^{-8}\ \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\text{сек}}$. Интересно отметить, что отношение интенсивностей пульсирующей и постоянной компонент жесткого излучения КТ растет с энергией фотонов.

Таблица VII

γ-излучение Крабовидной туманности

Авторы	Время наблюдения	Объект ($\lambda_{гм}$, h)	Угловое разрешение	Пороговая энергия, *Мэв*	Поток, 10^{-4} ($см^2 сек$)$^{-1}$	Поток из района КТ, 10^{-4} ($см^2 сек \times стер$)$^{-1}$
Клаушаар, Кларк, Гармайр [82,83]	Март — октябрь 1961 г.	«Explorer-11»	±17°	50	< 6,6 *)	
Фрай, Смит [97]	Февраль 1964 г.	Баллон (42°, 3,5 *г/см²*)	2±2,5°	30	< 1,5 *)	
Кобб, Дьюти, Стюарт [95]	Апрель 1965 г.	Баллон (17°, 6,5 *г/см²*)	2±2°	100	< 0,49 *)	
Делвейл и др. [101]	Апрель 1966 г.	Баллон (46°, 10 *г/см²*)	±1°	1000	< 0,12 *)	6±3
Фацио и др. [116]	Май 1966 г.	Баллон (42°, 4 *г/см²*)	±5°	100	< 0,31 *)	
Фрай, Уэнг [99]	Июль — сентябрь 1966 г.	Баллон (42°, 2,5*г/см²*; 20°, 2,9 *г/см²*)	±2,6° ±1,3° ±1°	50 150 500	< 0,17 *) < 0,09 *) < 0,05 *)	
Фичтел, Ниффен, Эгельман [114]	Февраль 1967 г.	Баллон (42°, 3 *г/см²*)	±5° ±3°	30 100	< 2,7 *) < 1,8 *)	
Кларк, Гармайр, Краушаар [91,146]	Апрель, декабрь 1967 г.	OSO-3	±15°	100	< 0,5 *)	0,4±0,1
Феган и др. [126]	Зима 1966—1967 гг.	Черенковский телескоп	±1°	$2 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^{-10}$	
Вассёр и др. [182]	Июль, сентябрь 1969 г.	Баллон	~ 2°	50	0,1	

*) На 95%-ном уровне достоверности.

Измеряя время прихода γ-кванта с точностью до 1 *мсек*, авторам удалось выделить пульсирующую компоненту γ-излучения с периодом таким же, как для радио-, оптического и рентгеновского излучения пульсара NP 0532 (~33 *мсек*) [193–196]. Интенсивность пульсирующей части потока γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 50$ *Мэв* составляет $\sim 10^{-5}$ ($см^2 сек$)$^{-1}$, что согласуется с с верхними пределами других работ и с величиной экстраполированного потока *).

При исследовании КТ наземными γ-телескопами по черенковскому свечению верхней атмосферы Феганом и др. [126] был зарегистрирован

*) В работах [298,299] указывается на недостаточную статистическую обоснованность результатов работы Вассёра и др. С другой стороны, экспериментальные указания на существование пульсирующего потока γ-квантов с $E_\gamma \geqslant 10$ *Мэв* от NP 0532 содержатся в работе Кинцера и др. [226].

избыточный поток величиной $1{,}5 \cdot 10^{-10}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для энергий $E_\gamma \geqslant 2 \cdot 10^{12}$ *эв*. Более точные данные, полученные Фацио и др. [129, 130] спустя год на самом большом в мире приборе такого типа, не подтвердили этого результата.

11. γ-ИЗЛУЧЕНИЕ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ЛЕБЕДЬ А (ЛА) И ДЕВА А (ДА)

Внегалактические источники радиоизлучения Лебедь А (3С405) и Дева А (3С274 или М87) неоднократно исследовались в рентгеновском и γ-диапазонах. Рентгеновский источник Vir XR-1 отождествлен с ДА и является первым, надежно установленным, внегалактическим источником рентгеновского излучения [198, 199]. Спектр рентгеновского излучения ДА точно не установлен, но есть указания в пользу единого степенного спектра всего излучения ДА (от радио до рентгена) с показателем $\alpha \approx 1{,}65$ [199–201]. Рентгеновское излучение ЛА не найдено. Верхний предел потока в интервале энергий 2—5 *кэв* составляет 0,03 $(см^2 сек)^{-1}$ [202]. В работе Хеймса и др. [203] сообщалось о наблюдении мягкого γ-излучения (до 0,45 *Мэв*) рентгеновского источника Cyg XR-1, расположенного недалеко от ЛА, но являющегося, по-видимому, внутригалактическим источником. В интервале энергичных γ-квантов достоверного потока ни от ЛА, ни от ДА найдено не было. Верхние пределы потоков γ-квантов с $E_\gamma \geqslant 50$ *Мэв* составляют $1{,}6 \cdot 10^{-5}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для ЛА и $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для ДА (см. табл. VI). Верхний предел для ДА в области $E_\gamma \geqslant 50$ *Мэв* лежит значительно ниже экстраполяции рентгеновского спектра [99].

В некоторых работах из районов, расположенных недалеко от ЛА, регистрировалось избыточное энергичное γ-излучение. Кроме обсуждавшегося уже избыточного потока Дьюти и др. (Рочестер-1) [94], указание на существование потока от района, близкого к ЛА, было получено в работах Кларка и др. на OSO-3 [91, 146], Вальдеца и Уэддингтона [107, 108] и Фрая и Уэнга [99] на баллонах. Это избыточное излучение трактуется авторами как часть потока от линейного источника в плоскости Галактики (см. табл. V). Но невысокое угловое разрешение самих приборов и неточность определения их положения в пространстве не позволяют наверняка отвергнуть предположения о том, что этот избыток может быть связан с излучением ЛА. Такое же замечание следует высказать и относительно измерения линейного источника вблизи антицентра, который из-за неточности абсолютной привязки к небу может быть спутан с дискретным источником в Крабе. С другой стороны, излучение Галактики является фоном, затрудняющим обнаружение потока от дискретных источников, расположенных вблизи галактической плоскости, таких, как Крабовидная туманность и ЛА. В этом смысле удобное положение занимает источник ДА, расположенный вдали от галактического экватора. Избыточное излучение из района ДА наблюдали Фичтел и др. [114] с помощью большой проволочной искровой камеры на баллоне.

Недостатком всех наблюдений избыточных потоков от ЛА до ДА является их малая статистическая точность. Как правило, величина эффекта не превышает двух стандартных отклонений и, следовательно, могла возникнуть в результате статистической флуктуации.

12. γ-ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА

Изучение Солнца занимает особое место в исследованиях КГИ, так как служит решению совсем других проблем, чем исследование КГИ далекого космоса. В то же время как по процессам генерации, так и по методам исследования γ-излучение Солнца не имеет принципиального отличия от излучения любого другого космического источника.

Методически исследование Солнца проводить довольно удобно ввиду возможности осуществлять точную ориентацию на него телескопов, применяя следящие системы, и использовать эффект «день — ночь» для всенаправленных детекторов. Несмотря на эти преимущества, рентгеновское и γ-излучение спокойного Солнца в интервале 0,01—10 *Мэв* еще не обнаружено. Измеренные в работах Шварца и Питерсона [155], Питерсона и др. [188, 192] и Фроста и др. [191] верхние пределы потока составляют: 0,05 $(см^2 сек)^{-1}$ для $E_\gamma = 0{,}16—0{,}8$ *Мэв* и 0,02 $(см^2 сек)^{-1}$ для 0,8 *Мэв*. Измерения линейчатого γ-излучения Солнца также привели лишь к установлению верхних пределов, равных 0,005 $(см^2 сек)^{-1}$ для $E_\gamma = 2{,}22$ *Мэв* (линия, возникающая при $n-p$-захвате) [158, 204] и 0,014 $(см^2 сек)^{-1}$ для $E_\gamma = 0{,}511$ *Мэв* (линия аннигиляции позитрона) [158, 191].

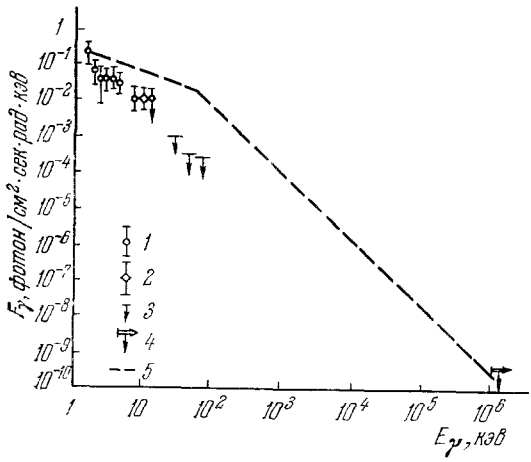

Рис. 12. Дифференциальный энергетический спектр рентгеновского и γ-излучения спокойного Солнца и результаты измерений.
1 — [297]; *2* — [155]; *3* — [192]; *4* — [191]; *5* — [192].

На рис. 12 показан вычисленный спектр рентгеновских и мягких γ-квантов от спокойного Солнца [22] и измеренные величины верхних пределов.

Пределы потока солнечных энергичных γ-квантов с энергией $E_\gamma \gg 50$ *Мэв*, измеренные в работах на спутниках и баллонах, приведены в табл. VIII. Интересно отметить, что ни в одной работе не наблюдалось

Таблица VIII

Результаты измерений энергичного γ-излучения от Солнца

Авторы	Время наблюдения	Объект ($\lambda_{ГМ}$, h)	Пороговая энергия E_γ, *Мэв*	Поток, 10^{-4} $(см^2 сек)^{-1}$
Фацио и др. [116]	Май 1966 г.	Баллон	100	$< 0{,}74$
Фрай, Уэнг [99]	Июль, сентябрь 1966 г.	Баллон (42°, 3 *г/см²*)	50	$< 0{,}16$
Фичтел и др. [113]	Сентябрь 1966 г.	Баллон (47°)	30	$< 0{,}24$
Дьюти, Осборн [150]	Ноябрь 1966 г.	Баллон (23°, 3,4 *г/см²*)	50	$< 0{,}44$
Каплон, Валентин [92,93]	Март—апрель 1967 г.	OSO-3	50	$< 0{,}22$
Фичтел, Ниффен, Эгельман [114]	Февраль 1968 г.	Баллон (42°, 3 *г/см²*)	30 100	$< 1{,}3$ $< 0{,}38$

избыточного γ-излучения от спокойного Солнца, подобного избыточным потокам из районов Крабовидной туманности, Лебедя А и Девы А, хотя статистика наблюдений во всех случаях приблизительно одинакова.

Наилучший верхний предел потока γ-излучения спокойного Солнца, определенный Фраем и Уэнгом [99], составляет $1{,}6 \cdot 10^{-5}$ $(см^2 сек)^{-1}$.

Если уровень излучения спокойного Солнца еще не измерен, то возрастание потока во время солнечных вспышек было зарегистрировано. Питерсон и Уинклер [205] обнаружили 18-секундное возрастание потока γ-лучей с энергией $E_\gamma = 0{,}2—0{,}5$ *Мэв* во время максимума оптической вспышки в 1958 г. Кляйн и др. [206] зарегистрировали поток γ-квантов с энергией в интервале 0,08—1 *Мэв*, интенсивность которого в максимуме превысила 300 $(см^2 сек)^{-1}$, при вспышке 7 июля 1966 г. При больших энергиях γ-квантов не был зарегистрирован поток от Солнца и во время вспышки. Так Фрай и Уэнг не обнаружили потока солнечных γ-квантов с $E_\gamma \gg 50$ *Мэв* во время двух субвспышек [99], а Фацио и др. [117] определили лишь верхний предел потока, равный $6 \cdot 10^{-3}$ $(см^2 сек)^{-1}$ для $E_\gamma \gg 100$ *Мэв*, при вспышке класса 2+.

13. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ КГИ

Как видно из предыдущих разделов, результаты исследования КГИ довольно неопределенны и иногда даже противоречивы. Несмотря на это, уже сейчас из полученных результатов можно сделать важные выводы по ряду космологических проблем (получить оценки на плотность метагалактических космических лучей, на плотность антивещества во Вселенной) и уточнить наши представления о процессах, происходящих в некоторых космических объектах (радиогалактиках, квазарах, остатках сверхновых и т. д.). В этом разделе мы рассмотрим астрофизические приложения результатов исследования КГИ, модели, объясняющие происхождение различных компонент космического γ-излучения, и эксперименты, наиболее важные, с нашей точки зрения, для проверки тех или иных моделей.

А. Изотропная компонента диффузного КГИ

Изотропную компоненту КГИ естественно отождествить с излучением Метагалактики (или в крайнем случае рассматривать ее как верхний предел интенсивности метагалактического γ-излучения). Важность исследования метагалактических γ-лучей для решения космологических вопросов подчеркивалась еще в ранних работах по γ-астрономии [6, 10]. Высокая проникающая способность γ-лучей, непосредственная связь интенсивности излучения с плотностью метагалактических космических лучей (или антивещества), переход заметной части энергии космических лучей (или выделяющейся при аннигиляции энергии) к образующимся γ-лучам — все это делает γ-лучи уникальным носителем информации о процессах взаимодействия межгалактических космических лучей с межгалактическим газом и аннигиляции вещества и антивещества в Галактике и Метагалактике. Верхние пределы на интенсивность изотропного диффузного КГИ, полученные в последних работах [89–91, 144, 207], позволяют сделать определенные выводы о плотности антивещества в Галактике и Метагалактике и плотности энергии метагалактических космических лучей.

Используем результаты Краушаара и др., исправленные после перекалибровки [145], для оценки плотности антивещества во Вселенной (подробнее см. [208]). Интенсивность γ-излучения, сопровождающего аннигиляцию антивещества в межгалактическом газе, по порядку величины равна

$$F \sim \frac{1}{4\pi} R_H n\tilde{n} \langle \sigma v \rangle, \tag{6}$$

где $R_H \approx 10^{28}$ *см* — хаббловский радиус Метагалактики, n, $\tilde{n}$ — плотность вещества и антивещества соответственно, $\langle \sigma, v \rangle \approx 10^{-15}$ *см*^{3}/*сек* — усредненное произведение сечения аннигиляции на относительную скорость частиц. Следовательно, верхний предел на произведение плотностей вещества и антивещества в межгалактическом газе составляет примерно 10^{-17} *см*$^{-6}$. Если плотность межгалактического газа составляет 10^{-5} *см*$^{-3}$, то плотность антивещества должна быть на семь порядков меньше. Этот результат представляет значительную трудность для зарядово-симметричных моделей Вселенной. Подробный анализ этого вопроса приведен в работе Стейгмена [208].

Верхние пределы на интенсивность изотропной компоненты КГИ позволяют также определить верхний предел произведения плотности межгалактического газа на плотность энергии метагалактических космических лучей. Этот вопрос подробно рассматривался в работах Гинзбурга [209, 210], Розенталя и Шукалова [211], Стеккера [212, 213]. Из верхнего предела Краушаара и др. [145] следует, что при плотности межгалактического газа, равной критической, плотность энергии метагалактических космических лучей не может превышать 10^{-2} *эв*/*см*^{3} — величины, на два порядка меньшей плотности энергии галактических космических лучей. Следует отметить, что в настоящее время проведены измерения фонового излучения в области энергии 30—50 *Мэв* [207], что позволяет провести оценку плотности метагалактических космических лучей и в космологической модели Леметра (подробнее см. [209]).

Интересно отметить, что из интенсивности изотропного рентгеновского излучения можно получить верхний предел плотности энергии метагалактических электронов с энергиями, бо́льшими нескольких гига-электрон-вольт [214, 211, 215]. Согласно [211] плотность энергии метагалактических электронов по крайней мере на четыре порядка меньше плотности энергии галактических электронов.

Косвенные оценки плотности метагалактических космических лучей [209, 210, 216, 200] приводят к аналогичному результату — плотность метагалактических космических лучей должна быть на несколько порядков ниже, чем галактических.

Теперь мы рассмотрим вопрос о возможных источниках изотропного γ-излучения. В области энергий 0,1—1,0 *Мэв* спектр изотропного γ-излучения является продолжением спектра жесткого рентгеновского излучения [158]. Поэтому следует ожидать, что природа мягкого γ-излучения и жесткого рентгена одинакова и они образуются в одних и тех же источниках. Сложный вопрос о природе источников рентгеновского излучения выходит за рамки нашего обзора. Различные подходы к этому вопросу излагаются в работах [19, 217-223].

В области энергий от 1 до 6 *Мэв* ситуация усложняется. Согласно результатам Ветте и др. [74], интенсивность фонового излучения в этом диапазоне значительно превышает экстраполированную из области жесткого рентгена. Поскольку измерения проводились с ненаправленным детектором, природа излучения неясна. Но, как утверждают авторы, метагалактическое происхождение фонового излучения в этой области наиболее вероятно. Объяснение метагалактического происхождения излучения, измеренного Ветте и др., сталкивается, однако, с большими трудностями. Например, гипотезы Клейтона и Силка [224] об излучении в линиях при вспышках сверхновых и Брауна [61] об обратном тормозном излучении метагалактических космических лучей, как было показано в работах [60, 225], вступают в прямое противоречие с экспериментом. Гипотезы Стеккера [277] и Розенталя и Шукалова [211] о пионном происхождении метагалактических γ-квантов в диапазоне 1—6 *Мэв* не противоречат измерениям фонового

излучения в диапазоне 30—50 *Мэв* [207] только при достаточно мягком спектре метагалактических космических лучей ($\alpha > 3{,}2$). Сюняев [225] предложил, что избыток фонового излучения в области энергий 1—6 *Мэв* обусловлен излучением релятивистской плазмы, окружающей источники инфракрасного излучения (см. также [227, 228]). Однако взаимодействие релятивистской плазмы с магнитным полем и излучением, не учитываемое в работах [225, 227, 228], существенно меняет ее свойства, и поэтому вопрос о справедливости гипотезы Сюняева требует дополнительного исследования (см., например, [229]).

Как видно, результаты Ветте и др. еще не получили однозначной теоретической интерпретации. Надо отметить, что измерения фонового излучения в этом диапазоне довольно сложны и повторение измерений Ветте и др. с направленным детектором следует считать одним из наиболее необходимых экспериментов по исследованию фонового γ-излучения.

При больших энергиях ($E_\gamma > 10$ *Мэв*) ставить вопрос о происхождении фонового излучения, по-видимому, преждевременно. Полученные верхние пределы интенсивности изотропного фонового излучения пока не противоречат предположению об одинаковой природе рентгеновского и γ-излучения. Можно отметить, что суммарное излучение всех галактик (если они излучают в γ-диапазоне столько же энергии, сколько и наша Галактика) по крайней мере на порядок ниже верхнего предела интенсивности, полученного Краушааром и др. [230].

Б. Галактическая компонента диффузного КГИ

Оценки интенсивности галактического γ-излучения, проведенные в нескольких работах (см., например, [6,10, 38]), показали, что основной вклад в галактическое γ-излучение в области энергий около 100 *Мэв* должны давать γ-кванты от распада нейтральных пионов, образующихся при взаимодействии космических лучей с межзвездным газом. Однако измерения Краушаара и др. [91] показали, что наблюдаемая интенсивность превышает расчетную более чем на порядок величины. Это расхождение лежало далеко за пределами неопределенности исходных данных (плотности межзвездного газа и интенсивности галактических космических лучей), и для объяснения высокой интенсивности галактического γ-излучения было выдвинуто несколько альтернативных моделей. Но последние экспериментальные данные (уменьшение величины потока галактического γ-излучения у Краушаара и др. после перекалибровки прибора [145, 146], измерения галактической компоненты фонового излучения в рентгеновской области [166, 173, 174], спектральные характеристики фонового излучения в диапазоне 50—150 *Мэв* [143]), по-видимому, свидетельствуют в пользу пионного происхождения галактического γ-излучения в области энергий более 50 *Мэв*. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Модели, выдвинутые для объяснения галактической компоненты диффузного γ-излучения, можно разделить на три группы:

1) Распад нейтральных пионов, рожденных в столкновениях космических лучей с межзвездным газом. Для этой модели характерно наличие широкого максимума в спектре в области энергий около 70 *Мэв*. Измерения Ниффена и Фичтела [143], по которым спектр галактического γ-излучения в области 50—150 *Мэв* плоский, по-видимому, поддерживают пионную модель. Согласно расчетам Стеккера и др. [231, 232] для объяснения исправленных результатов Краушаара и др. необходимо предположить, что плотность межзвездного водорода составляет примерно 1 *атом/см*^{3}. Это несколько превышает плотность атомарного водорода в Галактике, равную 0,3—0,5 *см*$^{-3}$ [233].

Это несоответствие может быть устранено предположением о повышенной концентрации космических лучей в области галактического центра. Кроме того, не исключено, что значительная часть межзвездного водорода содержится в молекулярной форме [232], что, по-видимому, подтверждается последними измерениями [234]. Окончательная проверка пионной гипотезы может быть проведена посредством более точных спектральных измерений галактических γ-лучей в диапазоне 30—1000 *Мэв*.

2) Обратный комптон-эффект релятивистских электронов на реликтовом или инфракрасном излучении. Фелтен и Моррисон [217] подробно рассмотрели эту модель для реликтового излучения. Объяснение результатов Краушаара и др. в рамках этой модели требует слишком высокой плотности релятивистских электронов в Галактике, намного превышающей наблюдаемую плотность вблизи Земли [235]. Рядом авторов (см. [145, 236–238]) была сделана попытка преодолеть эту трудность, рассматривая обратный комптон-эффект галактических электронов на интенсивном инфракрасном излучении, наблюдавшемся Шивананданом и др. [239, 240] *). Однако результаты измерений галактической компоненты фонового рентгеновского излучения [166, 173, 174], по-видимому, несовместимы с комптоновской моделью. На рис. 10 показаны результаты измерений галактической компоненты фонового излучения в области энергий 1 *кэв* — 150 *Мэв*. Из рисунка видно, что степенной спектр комптоновской модели (показанный штриховой линией) противоречит результатам спектральных измерений галактической компоненты фонового излучения.

3) Модель дискретных источников. Эгельман [246] указал, что результаты Краушаара и др. можно объяснить γ-излучением галактических рентгеновских источников, если предположить, что их энергетический спектр степенной, с показателем $\alpha = 2$. Эта гипотеза, по-видимому, неверна. Дело в том, что большинство галактических рентгеновских источников имеет тепловой спектр, экспоненциально обрезанный на больших энергиях [247, 248]. Однако не исключено, что существуют источники γ-излучения, имеющие малую светимость в рентгеновском диапазоне (см., например, [100, 249]).

Лонгейр и Сюняев [250] предположили, что комптоновское рассеяние инфракрасного излучения галактического центра, обнаруженного Фредериком и Хоффманом [251] и Ауманном и Лоу [252] на релятивистских электронах, может внести вклад в галактическую компоненту диффузного γ-излучения. Подробный анализ аналогичной модели, проведенный Мараччи и др. [253, 254], показал, что хотя γ-излучение от радиоисточника Sgr A, расположенного в центре Галактик, и может быть зарегистрировано современными γ-телескопами, общий вклад комптоновского излучения в галактическую компоненту диффузного γ-излучения сравнительно мал (см. также работу Стеккера и др. [74а]).

Значительный интерес представляет изучение галактического γ-излучения в диапазоне мягких γ-лучей. Интенсивность γ-излучения в этом диапазоне можно связать с плотностью субкосмических лучей в Галактике (подробно этот вопрос рассматривается в работе Фаулера и др. [255]). Дополнительным источником галактического γ-излучения в диапазоне 0,5—2 *Мэв* может служить аннигиляция галактических позитронов малых

*) В работе [239] сообщалось о регистрации фонового излучения в диапазоне 0,4—1,3 *мм* с эффективной температурой 8° К. Если она имеет метагалактическое происхождение, то вся Метагалактика заполнена излучением с плотностью энергии в десятки раз большей, чем у реликтового излучения. Это приводит к определенным трудностям (подробнее см. [241–244]). Согласно последним измерениям эффективная температура фонового излучения в этом диапазоне равна 5° К [245].

энергий. Недавно Кляйн и Хоунс [256] сообщили о регистрации довольно интенсивного потока космических позитронов малых энергий ($\leqslant 1$ *Мэв*), равного 10^2 $м^{-2}стер^{-1}сек^{-1}Мэв^{-1}$. Интенсивность γ-излучения, образующегося при аннигиляции этих позитронов, достаточно велика для выделения галактической компоненты на фоне изотропного метагалактического γ-излучения [257].

В. Солнце

Измерения интенсивности γ-излучения спокойного Солнца до сих пор не дали положительных результатов. Теоретические оценки потоков γ-излучения от спокойного Солнца приводят к величинам, лежащим ниже пределов чувствительности современных детекторов. На спокойном Солнце космические лучи не генерируются и, по-видимому, за рождение солнечного γ-излучения в этот период ответственны три процесса: 1) взаимодействие галактических космических лучей с солнечной атмосферой; 2) γ-излучение естественных радиоактивных элементов (K^{40} и др.) и 3) γ-излучение радиоактивных ядер [57], образовавшихся при солнечных вспышках.

Гораздо больший интерес представляет излучение солнечных γ-лучей во время вспышек. Солнечная вспышка сопровождается генерацией большого числа электронов и протонов (ядер) высоких энергий. Взаимодействие этих частиц с солнечной атмосферой сопровождается генерацией интенсивного γ-излучения. Изучая свойства этого излучения, мы можем получить информацию о процессах, происходящих во время вспышки, и характеристиках механизма вспышки (плотности вещества в области вспышки, преимущественного направления выброса солнечных космических лучей и т. д.).

Процессы генерации γ-излучения при вспышке весьма разнообразны. В области энергий 0,1—1 *Мэв* существенны тормозное излучение электронов [258], обратное тормозное излучение [59], аннигиляция электронов и позитронов. В диапазоне 1—10 *Мэв* заметный вклад дает γ-излучение возбужденных ядер, образующихся при столкновениях космических лучей с веществом солнечной атмосферы [53, 259]. При более высоких энергиях основную роль начинают играть γ-кванты, образующиеся при распаде π^0-мезонов, рожденных в ядерных столкновениях [260].

Согласно модели Эллиота [261] вспышка в γ-излучении может предшествовать оптической вспышке.

Оценки ожидаемых потоков сильно зависят от моделей вспышки. С конкретными расчетами можно познакомиться в цитированных в предыдущем абзаце работах и обзоре Долана и Фацио [22]. Вопросы, связанные с энергичным излучением солнечных вспышек, рассматриваются также в обзоре [262].

Г. Дискретные источники γ-излучения

Интерпретация результатов исследования γ-излучения от дискретных источников, находящихся вне Солнечной системы, довольно неопределенна. С одной стороны, результаты экспериментов немногочисленны и несколько противоречивы. С другой стороны, мы слишком мало знаем об условиях в потенциальных источниках космического γ-излучения—квазарах, радиогалактиках, галактиках с повышенной активностью в ядрах, остатках сверхновых, пульсарах и т. д. Расчеты ожидаемых потоков довольно многочисленны (см., например, [27-33] и обзоры Гинзбурга и Сыроватского [6]

и Фацио [12, 18]), но весьма неопределенны; нередко вычисления разных авторов отличаются на порядок величины и даже больше.

Тем не менее результаты исследования дискретных γ-источников представляют большой интерес для проверки различных гипотез о строении космических объектов, об источниках энергии излучения радиогалактик, квазаров и сверхновых звезд и о возможности существования необычных объектов (нейтронных звезд и т. п.). В этом разделе мы рассмотрим несколько подобных астрофизических приложений результатов экспериментов по поиску дискретных источников γ-излучения.

Например, верхние пределы на интенсивность дискретных источников в области энергий 10^{11}—10^{12} *эв* [4, 130] позволяют сделать выбор между различными моделями генерации релятивистских электронов в Крабовидной туманности и радиогалактике M87. Бербидж [263] предположил, что релятивистские электроны, ответственные за излучение Краба в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах, образуются при распаде пионов, рожденных в ядерных столкновениях. Однако верхний предел интенсивности γ-излучения в диапазоне 10^{11}—10^{12} *эв* на два порядка ниже интенсивности, рассчитанной по модели Бербиджа. Следовательно, гипотеза о вторичном происхождении электронов в Крабе несправедлива, и необходимо предположить, что в Крабовидной туманности происходит непрерывная инжекция релятивистских электронов. Возможно, что источником электронов в Крабе является пульсар NP 0532 [264]. Аналогичные расчеты были проведены и для выброса в радиогалактике M87 [99, 265], в котором также необходима непрерывная инжекция электронов.

Гинзбург и Сыроватский [266] и Гоулд [267] указали, что в некоторых объектах возможно появление мощного рентгеновского и γ-излучения при рассеянии релятивистских электронов на собственном синхротронном излучении. Знание верхних пределов γ-излучения позволяет определить нижнюю границу среднего магнитного поля в источнике (подробнее см. [267, 268]). Таким образом были получены нижние границы поля в Крабовидной туманности ($\overline{H}_{\text{КТ}} > 4\cdot10^{-5}$ *гс* [99]), пульсара NP 0532 ($\overline{H} > 10^3$ [269]), выброса в M87 ($\overline{H}_D > 10^{-5}$ *гс* [99]) и других источниках [268].

Как отмечалось ранее, измерения КГИ являются мощным инструментом для поиска антивещества в космическом пространстве. Верхние пределы на интенсивность γ-излучения от квазара 3C 273 [99] и ряда источников инфракрасного излучения [270] опровергают гипотезы о том, что аннигиляция вещества и антивещества служит источником энергии для излучения квазаров и активных галактик, выдвинутые в работах [271, 272].

Измерения в диапазоне мягких γ-лучей могут послужить решающей проверкой гипотез о радиоактивных источниках энергии взрыва сверхновых звезд [55, 56, 273, 274]. Согласно этим гипотезам вспышки сверхновых должны сопровождаться интенсивным излучением γ-квантов в линиях в области энергий 0,4—3,2 *Мэв*.

Непрерывное патрулирование неба с помощью детекторов с хорошим угловым разрешением, установленных на спутниках, позволит проверить ряд предположений о существовании необычных источников γ-излучений. Среди потенциальных источников следует отметить галактики с повышенной активностью в ядрах (подробнее см. обзор [177]). Характерная особенность этих источников — переменность в радио-, инфракрасном и световом диапазонах [275, 276]. Шкловский [181] указал, что взрывы в подобных источниках могут сопровождаться интенсивным рентгеновским и γ-излучением. Не исключено, что наблюдавшееся Волобуевым, Гальпером и др. [176] избыточное излучение — не что иное, как вспышка переменной радиогалактики 3C 120 в диапазоне γ-лучей.

Не менее интересным явилось бы обнаружение γ-излучения, образующегося при аккреции межзвездного газа на нейтронные звезды (подробнее см. [67, 278]).

По оценке Шварцмана ожидаемые потоки от нейтронных звезд составляют 10^{-6}—10^{-7} *см*$^{-2}$*сек*$^{-1}$, что находится в пределах досягаемости современных γ-телескопов.

Совсем недавно Гинзбург и Озерной [279] рассмотрели совершенно новый аспект взаимодействия космического γ-излучения с веществом — изменение химического состава вещества источника при облучении мощным потоком γ-квантов. Они показали, что в ряде случаев можно получить верхние пределы мощности источников γ-лучей из оптических наблюдений, характеризующих химический состав источника.

14. ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ КГИ

В течение первого десятилетия работ по γ-астрономии был достигнут уровень $\sim 10^{-4}$ (*см*^{2}*сек*·*стер*)$^{-1}$ в измерении диффузного потока и $\sim 10^{-5}$(*см*^{2}*сек*)$^{-1}$ в измерении потока от дискретного источника для γ-квантов с энергией $E_\gamma \geqslant 100$ *Мэв*. Следующий шаг, в результате которого уровень точности измерения обоих потоков повысится еще на порядок и который может быть осуществлен в 2—3 года, по сути уже подготовлен. Он заключается в использовании на ИСЗ искровых γ-телескопов с геометрическим фактором 100—200 *см*^{2}*стер*, эффективной площадью 100—1000 *см*^{2} и угловым разрешением 2—3°, опробованных в течение последних нескольких лет на баллонах. Это, в первую очередь, телескоп с нитяной искровой камерой Годдардовского центра космических полетов ($S_{эфф} = 650$ *см*^{2}), который по плану должен быть запущен в 1971 г. на ИСЗ SAS-B (малый астрономический спутник) [18, 112], телескоп с видиконной искровой камерой объединенной европейской группы ($S_{эфф} = 132$ *см*^{2}), запуск которого должен состояться в 1972 г. на ИСЗ ESRO TD-1 [18, 280].

При работе на ИСЗ минимальный регистрируемый поток γ-телескопа Годдардовского центра составит $5 \cdot 10^{-7}$ (*см*^{2}*сек*)$^{-1}$ в режиме обзора всего неба в течение 6 месяцев и $1 \cdot 10^{-7}$ (*см*^{2}*сек*)$^{-1}$ в режиме слежения за определенным дискретным источником в течение одной недели [268].

В то время как вчерашние «баллонные» γ-телескопы устанавливаются на спутнике, для измерений на баллонах создаются искровые γ-телескопы еще больших размеров [282, 283]. Так, в созданном Боардом и др. [283] приборе используется 42-зазорная искровая камера площадью 3000 *см*^{2}, обладающая 35%-ной эффективностью конверсии γ-квантов для $E_\gamma = 100$ *Мэв* и угловым разрешением 1,5°. За 8 часов полета минимальный измеримый поток составит $5 \cdot 10^{-7}$ (*см*^{2}*сек*)$^{-1}$.

Есть реальная возможность продвинуться еще дальше и регистрировать потоки от дискретных источников на уровне 10^{-7}—10^{-8} (*см*^{2}*сек*)$^{-1}$. Эта возможность связана с использованием в γ-телескопе газового черенковского счетчика малого давления [18, 23]. При эффективной площади $S_{эфф} = 5 \cdot 10^4$ *см*^{2} угловая направленность телескопа будет составлять $\pm 1°$. Достоинствами подобного прибора являются также его простота и малый фон из-за подавления счета нерелятивистских частиц. Первый прибор такого типа с $S_{эфф} \approx 2 \cdot 10^3$ *см*^{2}, предназначенный для измерения γ-квантов в интервале энергий 10—100 *Мэв*, должен был быть проверен в полете на баллоне еще в 1970 г. [18, 284]. Схема прибора показана на рис. 13 [23, 284]. Ожидалось за 6 часов полета измерить минимальный поток от дискретного источника величиной $5 \cdot 10^{-7}$ (*см*^{2}*сек*)$^{-1}$. Затем, как и в случае с искровыми γ-телескопами, приборы с газовым черенковским счетчиком использовались на ИСЗ. Планировалась установка такого прибора на одной из больших

орбитальных научных станций НАСА [23]. В режиме слежения в течение 1 месяца минимальный регистрируемый поток составит $8 \cdot 10^{-9}$ $(см^2 сек)^{-1}$ [268].

Дальнейшее развитие γ-телескопов будет происходить не только по пути увеличения геометрического фактора и эффективной площади, но также за счет улучшения углового и энергетического разрешения детекторов. Перспективным методом в этом направлении является комбинация

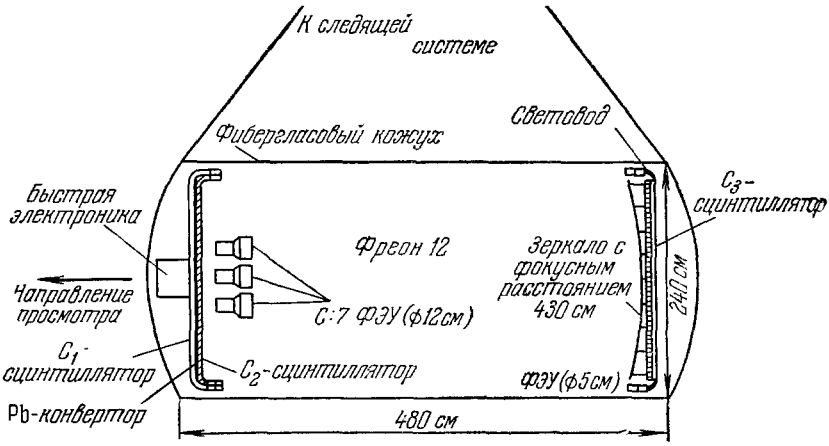

Рис. 13. Схема γ-телескопа с газовым черенковским счетчиком [23].

искровой камеры с фотоэмульсией. Координаты искры указывают место в фотоэмульсии, где произошла конверсия γ-кванта, а высокое пространственное разрешение фотоэмульсии используется для определения направления и энергии γ-кванта. Для облегчения поиска пары в эмульсии используется широкозазорная искровая камера, которая имеет более высокую точность измерения координат и углов наклона компонент пары [285, 289].

Проектируемый для установки в 1972 г. на ИСЗ γ-телескоп с искровой камерой и фотоэмульсией университетов Миннесота — Сан-Луи позволит измерить минимальный поток от дискретного источника $5 \cdot 10^{-8}$ $(см^2 сек)^{-1}$ в режиме слежения [268].

Значительного повышения точности измерения энергии γ-телескопов можно получить, используя счетчик полного поглощения ливня, разработанный Хофштадтером и Хьюзом [286, 287]. При энергии γ-кванта $E_\gamma = 10$ *Гэв* энергетическое разрешение составляет $\sim 1\%$. В приборе для исследования КГИ с энергией $E_\gamma > 100$ *Мэв*, использующем в качестве датчика энергии счетчик полного поглощения (цилиндрический кристалл из NaJ(Tl) или CsJ(Tl) диаметром 30—40 *см* при высоте, равной диаметру) и телескоп многонитевых пропорциональных счетчиков для определения угла прихода γ-кванта, ожидается при угловом разрешении около 1° и энергетическом разрешении не хуже 1% иметь геометрический фактор ~ 540 $см^2 стер$ и довести предельный измеримый диффузный поток до величины $2 \cdot 10^{-10}$ $(см^2 сек \cdot стер)^{-1}$ [288]. Прибор будет установлен на астрономической обсерватории высоких энергий (HEAO), запуск которой планируется в середине 70-х годов.

Успех исследования КГИ зависит от улучшения методов регистрации во всех диапазонах энергий γ-квантов. В интервале мягких γ-квантов существенное улучшение телескопов связывается с применением германиево-литиевых детекторов с активным коллиматором. Ожидаемое при

этом угловое разрешение составит $\sim 3°$, а точность измерения энергии $\sim 2\%$ для $E_\gamma \approx 1$ *Мэв* [281].

Два диапазона энергий γ-квантов оставались до сих пор мало исследованными: интервал 5—30 *Мэв* и интервал 1—100 *Гэв*, первый из-за низкой эффективности регистрации γ-квантов, а второй — из-за отсутствия удобного метода регистрации малого потока, существующего при таких энергиях. Особый интерес представляет первый неисследованный интервал, поскольку он может дать основные сведения о взаимодействии космических лучей с газом на ранних стадиях расширения Вселенной (см. раздел 13,А, стр. 238). Приборы для регистрации γ-квантов в этом диапазоне уже созданы [284, 285] и в ближайшее время будут использованы в экспериментах.

Интервал энергий 1—100 *Гэв* будет исследован с помощью светосильных γ-телескопов [282–285, 288, 289]. Так, γ-телескоп Хофштадтера и Хьюза [288] обладает такой светосилой и эффективностью регистрации, что сможет регистрировать γ-поток вплоть до энергии $E_\gamma \approx 10^3$ *Гэв*.

Будущий прогресс в исследованиях КГИ будет также связан с измерениями поляризации γ-излучения, что позволит глубже понять его природу и разделить между собой различные компоненты КГИ. Уже созданы приборы для измерения поляризации рентгеновского излучения [290], предложены методы измерения поляризации γ-излучения [291] и предприняты первые попытки измерения степени поляризации потока мягких рентгеновских фотонов [292–294].

Можно надеяться, что большинство из созданных и планируемых детекторов γ-излучения будет с успехом использовано в эксперименте, а второе десятилетие работ по γ-астрономии принесет много новых важных открытий в этой области исследований и значительно расширит наши знания о Вселенной.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Виноградов, Ю. А. Сурков, Г. А. Чернов и др.. Косм. исследования 4, 871 (1966).
2. H. Gorenstein, G. Gursky, Space Sci. Rev. **10**, 770 (1970).
3. A. E. Chudakov et al., J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. **A-III**, 106 (1962).
4. А. Е. Чудаков и др., Труды ФИАН СССР **26**, 118 (1964).
5. J. V. Jelley, Progr. Elem. Particles and Cosmic Ray Phys. **9**, 39 (1967).
6. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, УФН **84**, 201 (1964).
7. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, J. Phys. Soc. Japan **17**, Suppl. **A-III**, 1 (1962).
8. S. Hayakawa, Proceedings of the International Conference on Cosmic Rays (PICCR), Jaipur, **3**, 125 (1963).
9. M. Oda, PICCR, London, **1**, 68 (1965).
10. G. Garmire, W. L. Kraushaar, Space Sci. Rev. **4**, 123 (1965).
11. B. Rossi, Space Res. **5**, 1 (1965).
12. G. G. Fazio, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **5**, 481 (1967).
13. А. М. Гальпер, Б. И. Лучков, Элементарные частицы и космические лучи, М., Атомиздат, 1967, стр. 101.
14. J. G. Duthie, Canad. J. Phys. **46**, S401 (1968).
15. Е. И. Чуйкин, Труды Всесоюзной ежегодной зимней школы по космофизике (ТВЕЗШК), ч. 1, 146 (1968).
16. С. И. Сыроватский, ТВЕЗШК, ч. 1, 97 (1969).
17. Y. Pal, PICCR, Budapest, 241 (1969).
18. G. G. Fazio, Nature **225**, 905 (1970); см. перевод: УФН **102**, 621 (1970).
19. J. Silk, Space Sci. Rev. **11**, 629 (1970).
20. Л. Питерсон и др., УФН **95**, 689 (1968).
21. А. М. Романов, ТВЕЗШК, ч. 1, 111 (1969).
22. J. E. Dolan, G. G. Fazio, Rev. Geophys. **3**, 319 (1965).
23. W. L. Kraushaar, Astronautics and Aeronautics **7**, 28 (1969).
24. Г. Фридман, УФН **84**, 505 (1964).
25. Г. Фридман, Доклад на XIII сессии КОСПАР, Ленинград, 1970.

26. R. Giacconi, H. Gursky, P. Van Speybroek, Ann. Rev. Astron Astrophys. 6, 373 (1968).
27. В. Л. Гинзбург, УФН 89, 549 (1966).
28. S. Hayakawa, Progr. Theor. Phys. 8, 571 (1952); S. Hayakawa, S. Kobayashi, J. Geomag. Geoel. 5, 83 (1953).
29. S. Hayakawa et al., Suppl. Progr. Theor. Phys. 6, 28 (1958).
30. G. R. Burbidge, F. Hoyle, Nuovo Cimento 4, 558 (1956).
31. P. Morrison, Nuovo Cimento 7, 858 (1958).
32. S. Hayakawa, Progr. Theor. Phys. 19, 219 (1958); S. Hayakawa, Phys. Lett. 1, 234 (1962); S. Hayakawa, Y. Yamamoto, Progr. Theor. Phys. 30, 71 (1963).
33. M. P. Savedoff, Nuovo Cimento 13, 12 (1959).
34. G. Cocconi, PICCR, Moscow, 2, 309 (1960).
35. K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10, 63 (1960).
36. S. N. Milford, S. P. Shen, Nuovo Cimento 23, 77 (1962).
37. J. E. Felton, P. Morrison, Phys. Rev. Lett. 10, 453 (1963).
38. J. P. Pollack, G. G. Fazio, Phys. Rev. 131, 2684 (1963).
39. S. Hayakawa, et al., Suppl. Progr. Theor. Phys. 30, 153 (1964).
40. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, ЖЭТФ 45, 353 (1963).
41. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963.
42. F. W. Stecker, Astrophys. Space Sci. 6, 377 (1970).
43. G. R. Blumental, R. J. Gould, Rev. Mod. Phys. 42, 237 (1970).
44. А. А. Корчак, ДАН СССР 173, 291 (1967).
45. G. W. Elwert, IAU Symposium No. 35, 44 (1968).
46. В. С. Березинский, Ядерная физика 11, 399 (1970).
47. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, ЖЭТФ 46, 1865 (1964).
48. W. E. Baylis, W. M. Schmidt, E. Lusher, Zs. Astrophys. 66, 271 (1967).
49. F. C. Jones, Phys. Rev. 167, 1159 (1968).
50. S. Bonometto, P. Cazzola, A. Saggion, Astronomy and Astrophysics 7, 292 (1970).
51. И. И. Гольдман, В. И. Хозе, ЖЭТФ 57, 918 (1969).
52. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, УФН 87, 65 (1965).
53. R. E. Lingenfelter, R. Ramaty, High Energy Nuclear Reactions in Astrophysics, New York, 1967.
54. H. Alphven, A. Elvius, Science 164, 911 (1969).
55. R. C. Haymes, W. L. Craddok, D. D. Clayton, Preprint COSPAR Conf., Buenos-Aires, 1965.
56. D. D. Clayton, S. A. Colgate, G. J. Fishman, Astrophys. J. 155, 75 (1969).
57. S. Hayakawa, Suppl. Progr. Theor. Phys. 37/38, 594 (1966).
58. S. Hayakawa, Progr. Theor. Phys. 41, 1592 (1969).
59. E. Boldt, P. Serlemitsos, Astrophys. J. 157, 557 (1969).
60. О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Астрон. ж. 48, № 3 (1971).
61. R. L. Brown, Lett. Nuovo Cimento 4, 941 (1970).
62. С. В. Голенецкий, Е. П. Мазец, В. И. Ильинский и др., Препринт ФТИ АН СССР № 350, Ленинград, 1971.
63. M. Rees, Astrophys. Lett. 4, 113 (1969).
64. J. Arons, R. McCray, Astrophys. J. Lett. 158, L91 (1969).
65. Р. А. Сюняев, Препринт ИПМ, 1971.
66. Дж. Мак-Витти, Общая теория относительности и космология, М., ИЛ, 1963.
67. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., «Наука», 1967.
68. А. И. Никишов, ЖЭТФ 41, 549 (1961).
69. R. J. Gould, G. P. Schreder, Phys. Rev. Lett. 16, 252 (1966).
70. J. V. Jelley, Phys. Rev. Lett. 16, 479 (1966).
71. R. J. Gould, G. P. Schreder, Phys. Rev. 155, 1404, 1408 (1967).
72. О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Изв. АН СССР, сер. физ. 33, 1776 (1969).
73. G. G. Fazio, F. W. Stecker, Nature 226, 135 (1970).
74. J. I. Vette, D. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson, Preprints Goddard Space Flight Center, august 1969, may 1970; Astrophys. J. Lett. 160, L159 (1970).
74a. F. W. Stecker, J. I. Vette, J. Trombka, Preprint Goddard Space Flight Center, 1970.
75. М. И. Дайон, Б. А. Долгошеин, В. И. Ефременко, Г. А. Лексин, В. А. Любимов, Искровая камера, М., Атомиздат, 1967.

76. М. М. Анисимов, Л. С. Братолюбова-Цулукидзе, Н. Л. Григоров, Л. Ф. Калинкин, А. С. Мелиоранский, Е. А. Пряхин, И. А. Савенко, В. Я. Юфаркин, ТВЕЗШК, ч. 1, 124 (1969).
77. R. E. Danielson, J. Geophys. Res. **65**, 2055 (1960).
78. T. L. Cline, Phys. Rev. Lett. **7**, 109 (1961).
79. J. G. Duthie, E. M. Hafner et al., Phys. Rev. Lett. **10**, 364 (1963).
80. Е. И. Чуйкин, А. М. Романов, А. С. Ленин, Изв. АН СССР, сер. физ. **30**, 1791 (1966).
81. R. K. Sood, Nature **222**, 650 (1969).
82. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, Phys. Rev. Lett. **8**, 106 (1962).
83. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, G. Garmire, H. Helmken. P. Higbie, M. Agogino, Astrophys. J. **141**, 845 (1965).
84. G. G. Fazio, E. M. Hafner, J. Geophys. Res. **72**, 2452 (1964).
85. Н. Л. Григоров и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **30**, 1765 (1966).
86. Н. Л. Григоров, Л. Ф. Калинкин, А. С. Мелиоранский и др., Косм. исследования **5**, 124 (1967).
87. Л. С. Братолюбова-Цулукидзе, Н. Л. Григоров и др., Труды Всесоюзной конференции по физике космических лучей, Ташкент **4**, II, вып. 1, 15 (1969).
88. Л. С. Братолюбова-Цулукидзе, Н. Л. Григоров и др., Косм. исследования **8**, 136 (1970).
89. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, G. Garmire, Canad. J. Phys. **46**, S414 (1968).
90. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, G. Garmire, Solar Phys. **6**, 228 (1969).
91. G. W. Clark, G. Garmire, W. L. Kraushaar, Astrophys. J. Lett. **153**, L203 (1968).
92. M. F. Kaplon, D. Valentine, Solar Phys. **6**, 216 (1969).
93. D. Valentine, M. F. Kaplon, G. Badhwar, Acta Phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 101 (1970).
94. J. G. Duthie, R. Gobb, J. Stewart, Phys. Rev. Lett. **17**, 263 (1966).
95. R. Cobb, J. G. Duthie, J. Stewart, Phys. Rev. Lett. **15**, 507 (1965).
96. G. H. Frye et al., Rev. Sci. Instr. **37**, 1340 (1966).
97. G. H. Frye, L. N. Smith, Phys. Rev. Lett. **17**, 733 (1966).
98. G. H. Frye, C. P. Wang, Phys. Rev. Lett. **18**, 132 (1967).
99. G. H. Frye, C. P. Wang, Astrophys. J. **158**, 925 (1969).
100. G. H. Frye, J. Staib et al., Nature **223**, 1320 (1969).
101. J. Delvaille et al., Canad. J. Phys. **46**, S425 (1968).
102. В. А. Безус, А. М. Гальпер и др., Космические лучи, вып. **11**, 179 (1969).
103. А. М. Гальпер, Н. Л. Григоров и др., ПТЭ, № 3, 78 (1969).
104. С. А. Волобуев, А. М. Гальпер и др. Изв. АН СССР, сер. физ. **34**, 2259 (1970).
105. S. A. Volobuyev, A. M. Galper et al., PICCR, Budapest, Acta Phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 127 (1970).
106. T. C. Mey, C. J. Waddington, Astrophys. J. **156**, 437 (1969).
107. J. V. Valdez, C. J. Waddington, Astrophys. J. Lett. **156**, L85 (1969).
108. J. V. Valdez, P. S. Freier, C. J. Waddington, PICCR, Budapest, Acta Phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 79 (1970).
109. H. B. Ogelman, J. P. Delvaille, K. I. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 491 (1965).
110. G. W. Hutchinson et al., Nucl. Instr. Meth. **65**, 293 (1968).
111. G. W. Hutchinson et al., PICCR, Budapest, Acta Phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 87 (1970).
112. C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, H. B. Ogelman, Nucl. Instr. Meth. **56**, 109 (1967).
113. C. E. Fichtel et al., Canad. J. Phys. **46**, S419 (1968).
114. C. E. Fichtel et al., Astrophys. J. **158**, 193 (1969).
115. H. F. Helmken, G. G. Fazio, IEEE Trans. Nucl. Sci., No. S-13, 486 (1966).
116. G. G. Fazio et al., Canad. J. Phys. **46**, S487 (1968).
117. G. G. Fazio, H. F. Helmken, Canad. J. Phys. **46**, S456 (1968).
118. J. Klarmann, Nuovo Cimento **24**, 540 (1962).
119. C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, J. Geophys. Res. **70**, 4227 (1965).
120. G. M. Frye, F. Reines, A. H. Armstrong, J. Geophys. Res. **71**, 3119 (1966).
121. J. Duthie, P. H. Flowler et al., Nuovo Cimento **24**, 122 (1962).
122. F. Abraham, J. Kidd et al., Nuovo Cimento **28**, 221 (1963).
123. J. M. Kidd, Nuovo Cimento **27**, 57 (1963).
124. K. C. Anand, R. R. Daniel, S. A. Stephens, Canad. J. Phys. **46**, S484 (1968).
125. C. D. Long et al., PICCR, London, **1**, 318 (1965).

126. D. J. Fegan et al., Canad. J. Phys. **46**, S433 (1968).
127. H. S. Tornabene et al., Canad. J. Phys. **46**, S81 (1968).
128. G. G. Fazio et al., Canad. J. Phys. **46**, S451 (1968).
129. G. G. Fazio et al., Astrophys. J. Lett. 154, L83 (1968).
130. G. G. Fazio et al., Nature **220**, 892 (1968).
131. G. G. Fazio et al., PICCR, Budapest, Acta Phys. Acad. Sci. Hungar **29**, Suppl. 1, 111 (1970).
132. G. G. Fazil, H. F. Helmken et al., PICCR, Budapest, Acta Phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 115 (1970).
133. W. N. Charman et al., Nature **220**, 565 (1968).
134. W. N. Charman et al., Nature **224**, 567 (1969).
135. W. N. Charman et al., PICCR, Budapest, Acta Phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 59 (1970).
136. W. N. Charman, J. V. Jelley, R. W. P. Drever, PICCR, Budapest, Acta Phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 63 (1970).
137. B. K. Chatterjee et al., Nature **225**, 839 (1970).
138. E. P. Mongain et al., Nature **219**, 1348 (1968).
139. Y. Tiyoda et al., PICCR, London, **2**, 708 (1965).
140. J. Gawin et al., PICCR, London, **2**, 639 (1965).
141. Ph. Catz et al., Phys. Rev. Lett. **23**, 988 (1969).
142. L. S. Bratolyubova-Tsulukidze et al., PICCR, Budapest, Acta phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 123 (1970).
143. D. A. Kniffen, C. E. Fichtel, Astrophys. J. Lett. **161**, L157 (1970).
144. G. Garmire, Bull. Amer. Phys. Soc. **15**, 564 (1970).
145. F. M. Ipavich, A. M. Lenchek, Phys. Rev. **D2**, 266 (1970).
146. R. R. Hillier, W. R. Jackson, A. Murray et al., Astrophys. J. Lett. **162**, L177 (1970).
147. В. А. Безус, А. М. Гальпер и др., ПТЭ, № 3, 52 (1969).
148. А. М. Гальпер, А. В. Курочкин и др., ПТЭ, № 3, 60 (1971).
149. C. E. Fichtel et al., Nucl. Instr. Meth. **57**, 173 (1967).
150. J. G. Duthie, R. W. Osborn, Phys. Rev. **176**, 1505 (1968).
151. G. Svensson, Ark. Fys. **13**, 347 (1958).
152. D. Kohn et al., Zs. Phys. **193**, 443 (1966).
153. В. А. Безус, А. М. Гальпер и др., Элементарные частицы и космические лучи, вып. 2, М., Атомиздат, 1969, стр. 3.
154. H. Okuda, Y. Yamamoto, Report Ionosph. and Space Res. Japan **19**, 322 (1965).
155. D. Schwartz, L. E. Peterson, Space Res. **6**, 53 (1966).
156. Б. П. Константинов, М. М. Бредов и др., Косм. исследования **4**, 66 (1966).
157. Б. П. Константинов и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **33**, 1820 (1969).
158. A. E. Metzger, E. C. Anderson et al., Nature **204**, 766 (1964).
159. L. E. Peterson et al., J. Geophys. Res. **70**, 1762 (1965).
160. S. N. Vernov, A. E. Chudakov, Yu. I. Logachov, P. V. Vakulov, Planet. Space Sci. **1**, 86 (1959).
161. R. Gorenstein et al., Astrophys. J. **156**, 315 (1969).
162. F. Seward et al., Astrophys. J. **150**, 845 (1967).
163. J. A. M. Bleeker et al., Astrophys. J., **159**, 215 (1970).
164. R. Rocchia et al., Space Res. **7** (1), 1327 (1967).
165. H. S. Hundson et al., Solar Phys. **6**, 205 (1969).
166. D. Schwartz et al., Astrophys. J. **162**, 431 (1970).
167. D. A. Schwartz, Astrophys. J. **162**, 439 (1970).
168. G. W. Clark, G. P. Garmire, W. L. Kraushaar, Proc. IAU Symp. No. 37, Rome, North-Holland, Amsterdam, 1970, p. 213.
169. W. H. G. Lewin et al., Astrophys. J. Lett. **150**, L153 (1967).
170. P. C. Agrawal et al., Nature **224**, 51 (1969).
171. J. P. Conner, W. D. Evans, R. D. Belian, Astrophys. J. Lett. **157**, L157 (1969).
172. H. Friedman, Nature **220**, 862 (1968).
173. B. A. Cooke et al., Nature **224**, 134 (1969).
174. J. A. M. Bleeker, A. J. M. Deerenberg, Nature **227**, 470 (1970).
175. С. А. Волобуев, А. М. Гальпер и др., Доклад на Всесоюзной конференции по космическим лучам, Москва, 1970.
176. С. А. Волобуев, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лучков, Ю. В. Озеров, Письма ЖЭТФ **13**, 43 (1971).
177. G. R. Burbidge, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **8**, 360 (1970).
178. D. E. Kleinman, F. J. Low, Astrophys. J. Lett. **159**, L163 (1970).
179. I. I. K. Pauliny-Toth, K. I. Kellermann, Astrophys. J. Lett. **152**, L169 (1968).

180. J. L. Locke, B. M. Andrew, W. J. Medd, Astrophys. J. Lett. **157**, L81 (1969).
181. И. С. Шкловский, Астрон. ж. **47**, 742 (1970).
182. J. Vasseur et al., Nature **226**, 534 (1970).
183. T. Gold, Nature **218**, 713 (1968).
184. T. Gold, Nature **221**, 25 (1969).
185. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, Phys. Rev. Lett. **22**, 728 (1969).
186. G. W. Clark et al., Phys. Rev. Lett. **14**, 91 (1965).
187. L. E. Peterson et al., Phys. Rev. Lett. **16**, 142 (1966).
188. L. E. Peterson et al., Canad. J. Phys. **46**, S437 (1968).
189. R. C. Haymes et al., Astrophys. J. Lett. **151**, L9 (1968).
190. R. Grader et al., Science **152**, 1499 (1966).
191. K. I. Frost et al., J. Geophys. Res. **71**, 4079 (1966).
192. L. E. Peterson et al., J. Geophys. Res. **71**, 5778 (1966).
193. G. Fritz et al., Science **164**, 709 (1969).
194. H. V. Bradt et al., Nature **222**, 728 (1969).
195. G. J. Fishman et al., Astrophys. J. Lett. **156**, L107 (1969).
196. F. W. Floyd et al., Nature **224**, 50 (1969).
197. L. E. Peterson, A. S. Jacobson, Publ. Astron. Soc. Pacific **82**, 412 (1970).
198. E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, Science **152**, 66 (1966).
199. H. Bradt et al., Astrophys. J. Lett. **150**, L99 (1967).
200. R. C. Haymes et al., Astrophys. J. Lett. **151**, L131 (1968).
201. И. С. Шкловский, Астрон. ж. **44**, 58 (1967).
202. R. Giacconi, P. Gorenstein, H. Gursky, J. R. Waters, Astrophys. J. **148**, 211 (1967).
203. R. C. Haymes et al., Astrophys. J. Lett. **151**, L125 (1968).
204. E. L. Chupp et al., Phys. Rev. **166**, 1299 (1968).
205. L. E. Peterson, I. R. Winkler, J. Geophys. Res. **64**, 697 (1959).
206. T. L. Cline et al., J. Geophys. Res. **73**, 434 (1968).
207. Л. С. Братолюбова-Цулукидзе, Н. Л. Григоров и др., Доклад на XIII сессии КОСПАР, Ленинград, 1970, стр. 97.
208. Дж. Стейгмен, УФН **103**, 539 (1971).
209. V. L. Ginsburg, Astrophys. Space Sci. **1**, 125 (1968).
210. V. L. Ginsburg, PICCR, Budapest, 1969.
211. И. Л. Розенталь, И. Б. Шукалов, Препринт МИФИ (1968); Астрон. ж. **46**, 779 (1969).
212. F. W. Stecker, Nature **220**, 675 (1968).
213. F. W. Stecker, Nature **222**, 1157 (1969).
214. V. L. Ginsburg, S. I. Syrovatsky, PICCR, London, 53 (1965).
215. F. W. Stecker, J. Silk, Nature **221**, 1229 (1969).
216. M. S. Longair, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **150**, 155 (1970).
217. J. Felten, P. Morrison, Astrophys. J. **146**, 686 (1966).
218. Ю. Н. Гнедин, А. З. Долгинов, Письма ЖЭТФ **12**, 366 (1970).
219. М. С. Лонгейр, Р. А. Сюняев, Письма ЖЭТФ **10**, 56 (1969).
220. K. Brecher, P. Morrison, Phys. Rev. Lett. **23**, 802 (1969).
221. О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Изв. АН СССР, сер. физ. **34**, 2293 (1970).
222. G. Setti, L. Woltjer, Astrophys. Space Sci. **9**, 185 (1970).
223. K. Brecher, G. R. Burbidge, Comments on Astrophys. and Space Sci. **2**, 75 (1970).
224. D. D. Clayton, J. Silk, Astrophys. J. Lett. **158**, L43 (1969).
225. Р. А. Сюняев, Письма ЖЭТФ **12**, 381 (1970).
226. R. L. Kinzer, R. C. Noggle, N. Seeman, G. H. Share, Nature **229**, 187 (1971).
227. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Письма ЖЭТФ **12**, 64 (1970).
228. Е. В. Левич, Р. А. Сюняев, Изв. вузов (Радиофизика) **13**, 1873 (1970).
229. Ю. П. Очелков, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, И. Б. Шукалов. Препринт ИКИ (1971).
230. A. Cavallo, Astronomy and Astrophysics **8**, 489 (1970).
231. F. W. Stecker, Nature **221**, 425 (1969).
232. F. W. Stecker, T. P. Stecher, Nature **226**, 1234 (1970).
233. S. B. Pikelner, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **6**, 165 (1968).
234. G. R. Carruthers, Astrophys. J. Lett. **161**, L81 (1970).
235. R. R. Daniel, S. A. Stephens, Space Sci. Rev. **10**, 599 (1970).
236. R. Cowsik, Y. Pal, Phys. Rev. Lett. **22**, 550 (1969).
237. R. Cowsik, Y. Pal, Phys. Rev. Lett. **23**, 1467 (1969).
238. C. S. Shen, Phys. Rev. Lett. **22**, 568 (1969).

239. R. Shivanandan et al., Phys. Rev. Lett. **21**, 1460 (1968).
240. J. Houck, M. Harwitt, Astrophys. J. Lett. **157**, L45 (1969).
241. V. J. Bortolot et al., Phys. Lett. **22**, 307 (1969).
242. P. Encrenaz, R. B. Partridge, Astrophys. Lett. **3**, 161 (1969).
243. K. Anand, R. R. Daniel, S. A. Stephens, Nature **224**, 1290 (1969).
244. О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Препринт ИКИ, 1970.
245. J. Houck, Доклад на 6-й Техасской конференции по релятивистской астрофизике, 1970.
246. H. Ögelman, Nature **221**, 753 (1969).
247. J. F. Dolan, Astron. J. **75**, 223 (1970).
248. H. Friedman, Доклад на XIII сессии КОСПАР, Ленинград, 1970.
249. S. Naranan, Nature **226**, 333 (1970).
250. M. S. Longair, R. A. Sunyaev, Astrophys. Lett. **4**, 69 (1969).
251. C. L. Frederic, W. F. Hoffman, Astrophys. J. Lett. **155**, L9 (1969).
252. H. Aumann, F. J. Low, Astrophys. J. Lett. **159**, L159 (1970).
253. L. Maraschi, A. Treves, Astrophys. Lett. **5**, 177 (1970).
254. L. Maraschi et al., Astrophys. Space Sci. **8**, 12 (1970).
255. W. A. Fowler, H. Reeves, J. Silk, Astrophys. J. **162**, 49 (1970).
256. T. L. Cline, E. W. Hones, PICCR (Budapest), Acta Phys. Acad. Sci. Hungar. **29**, Suppl. 1, 159 (1970).
257. R. Ramaty, F. W. Stecker, D. Misra, J. Geophys. Res. **75**, 1141 (1970).
258. S. S. Holt, T. L. Cline, Astrophys. J. **154**, 1027 (1968).
259. Б. М. Кужевский, Астрон. ж. **45**, 747 (1968).
260. C. J. Bland, Nuovo Cimento **44B**, 427 (1966).
261. H. Elliot, Planet. Space Sci. **12**, 657 (1964).
262. W. M. Neupert, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **7**, 121 (1969).
263. G. R. Burbidge, Astrophys. J. **127**, 48 (1958).
264. I. S. Shklovsky, Astrophys. J. Lett. **159**, L77 (1970).
265. J. E. Felten, Astrophys. J. **151**, 861 (1968).
266. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, ДАН СССР **158**, 808 (1964).
267. R. J. Gould, Phys. Rev. Lett. **15**, 577 (1965).
268. G. H. Rieke, T. C. Weekes, Astrophys. J. **155**, 429 (1969).
269. M. Apparao, J. Hoffman, Astrophys. Lett. **5**, 25 (1970).
270. Л. С. Братолюбова-Цулукидзе и др., Письма ЖЭТФ **13**, 566 (1971).
271. A. G. Expong, N. K. Yamdagni, B. Bonnevier, Phys. Rev. Lett. **16**, 664 (1966).
272. F. J. Low, Astrophys. J. Lett. **159**, L173 (1970).
273. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957).
274. S. A. Colgate, C. McKee, Astrophys. J. **157**, 623 (1969).
275. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **6**, 417 (1968).
276. A. G. Pacholczyk, Astrophys. J. Lett. **161**, L207 (1970).
277. F. W. Stecker, Nature **224**, 870 (1969).
278. В. Ф. Шварцман, Астрофизика **6**, 123 (1970).
279. V. L. Ginsburg, L. M. Osernoy, Astrophys. Space Sci. **9**, 109 (1970).
280. B. Agrinier et al., Bull. d'Information Sci. Tech. **131**, 35 (1968).
281. E. A. Womack, I. W. Overbeck, Bull. Amer. Phys. Soc. **13**, 1398 (1968).
282. M. Niel et al., Nucl. Instr. Meth. **69**, 309 (1969).
283. S. I. Board et al., Nucl. Instr. Meth. **65**, 141 (1968).
284. H. Helmken et al., Nucl. Instr. Meth. **80**, 125 (1970).
285. G. Share et al., Bull. Amer. Phys. Soc. **13**, 1459 (1968).
286. R. Hofstadter et al., Nature **221**, 228 (1969).
287. E. B. Hughes, R. L. Ford, et al., Trans. IEEE Nucl. Sci., No. S-17, 14 (1970).
288. A. J. Faval et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., No. S-17, 67 (1970).
289. R. L. Kinzer et al., Bull. Amer. Phys. Soc. **13**, 1459 (1968).
290. А. А. Санин и др., ПТЭ, № 1, 62 (1968).
291. Г. М. Городинский, Е. М. Круглов, ТВЕЗШК, ч. 2, 149 (1969).
292. J. R. Angel, R. Novick et al., Phys. Rev. Lett. **22**, 861 (1969).
293. R. S. Wolff et al., Astrophys. J. Lett. **160**, L21 (1970).
294. I. P. Tindo et al., Solar Phys. **14**, 204 (1970).
295. Б. М. Владимирский, А. А. Степанян и др., Доклад на конференции по космическим лучам, Москва, 1970.
296. I. R. Arnold et al., J. Geophys. Res. **67**, 4878 (1962).
297. R. W. Kreplin et al., J. Geophys. Res. **67**, 2231 (1962).
298. W. N. Charman, G. M. White, Nature **226**, 1233 (1970).
299. J. Delvaille, B. McBreen, Nature **226**, 1233 (1970).